THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel NORDEMANN

PREMIÈRE THÈSE

Émissions gamma de quelques météorites et roches terrestres Évaluation de la radioactivité du sol lunaire

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 avril 1966 devant la Commission d'examen

MM.	J. TEILLAC	Président
	G. BOUISSIÈRES	Examinateurs
	R. BROUSSE	
	J. LABEYRIE	
	J. DEBIESSE	Invités
	J. ORCEL	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel NORDEMANN

PREMIÈRE THÈSE

Émissions gamma de quelques météorites et roches terrestres Évaluation de la radioactivité du sol lunaire

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 avril 1966 devant la Commission d'examen

MM.	J. TEILLAC	Président
	G. BOUISSIÈRES	Examinateurs
	R. BROUSSE	
	J. LABEYRIE	
	J. DEBIESSE	Invités
	J. ORCEL	

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Janvier 1966

Le Doyen ..... M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie et cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantitative et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	T Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie et dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie et cristallographie
	MATHIEU J.-P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonction et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie et histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrochimie
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
MM.	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	RUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA M.	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUSSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique et mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET	Mécanique analytique et mécanique céleste
	BRUHAT	
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique et géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité
MM.	BOUGIS	Biologie végétale marine - Villefranche-sur-Mer
	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGARÈDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématique MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique F.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	BERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale et appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST O.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN-TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P.
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZEN-BERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

Secrétaire général .... R. POULLAIN

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

UNIVERSITÉ DE PARIS — FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

Janvier 1966

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité et physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale et sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
	BERGERARD I.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.-P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABŒUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique et atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.-M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie SPCN
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie CPEM
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire CPEM
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique CPEM
MM.	BIZOT J.-C.	Physique MPC
	GUIRAUD J.-P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

Je prie M. le professeur Jean Teillac, qui m'a fait l'honneur de patronner cette étude et de présider le jury, de trouver ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Je remercie avec plaisir M. Jean Debiesse pour ses encouragements et la bienveillante attention avec laquelle il a suivi ces travaux.

Ma reconnaissance s'adresse en particulier à M. Jacques Labeyrie qui a orienté et dirigé l'ensemble de ces recherches.

Je remercie également M. le professeur Robert Brousse d'avoir bien voulu s'intéresser à ces travaux et faire partie du jury.

Je prie M. le professeur Jean Orcel, membre de l'Institut, de bien vouloir accepter l'expression de mon dévouement et de mes remerciements tant pour les encouragements qu'il a toujours apportés que pour le prêt des plus précieux échantillons de météorites et de tectites de la collection du Muséum d'Histoire Naturelle de Paris.

Je remercie M. le professeur Louis Bugnard d'avoir bien voulu permettre, au Centre des Faibles Radioactivités, la réalisation d'une part importante de ces travaux.

Je tiens à remercier Mlle Claude Lalou pour ses nombreux conseils et l'aide précieuse qu'elle a constamment apportée, ainsi que M. Roger Chesselet pour son amicale coopération.

Je remercie très chaleureusement M. Benjamin David pour son importante contribution et l'efficacité dont il a toujours fait preuve.

Je remercie également avec plaisir M. Jacques Tobailem et Mlle Michèle Schineizer pour leur très précieuse collaboration.

Je remercie l'équipe du Synchrotron Saturne et en particulier M. Tardy-Joubert pour leur contribution aux irradiations.

Je remercie très sincèrement M. Pierre Paulhiac et Mlle Bénédicte Ardouin pour leur soutien et leur aide permanente.

Je tiens, en particulier, à remercier pour leur aide apportée au cours des prélèvements géologiques ou pour les échantillons qu'ils m'ont procurés : M. Anastassiades, Mlle Baillard, MM. Chao, Cheminée, Devoret, Fontaine, Gennesseaux, Lambert, Mlle Malliopoulou, MM. Nougier, Papastamatiou, Pellas, Polian, Mme Prudot-D'Avigny, MM. Ricou, Roure, Tucek, ainsi que tous ceux qu'il m'est impossible de citer ici et dont la contribution m'a permis de réaliser ce travail.

SOMMAIRE

Pages

Introduction 7

PREMIERE PARTIE

LES REACTIONS DE SPALLATION ET LA RADIOACTIVITE DES METEORITES. 9

I - Les réactions de spallation 11

II - La spectrométrie gamma. 15

III - Les activités détectées dans les météorites Bogou, Eagle-Station, Granès et Dosso.. 19

IV - La composition chimique et les produits de spallation présents dans les météorites étudiées.. 27

V - L'irradiation cosmique des météorites étudiées 29

DEUXIEME PARTIE

LES EMISSIONS GAMMA DES ROCHES TERRESTRES 37

I - Les émissions gamma des roches terrestres.. 39

II - La spectrométrie gamma des roches terrestres 46

III - La spectrométrie gamma appliquée aux mesures sur le terrain ou en altitude. 55

IV - Un exemple d'étude sur le terrain des répartitions géologiques du potassium, du thorium et du radium 63

V - Les émissions gamma des produits de spallation engendrés par l'irradiation de divers échantillons de roches par des protons de 3 GeV 67

TROISIEME PARTIE

LA RADIOACTIVITE DU SOL LUNAIRE 71

I - L'origine de la radioactivité du sol lunaire.. 73

II - La contribution possible des éléments radioactifs primitifs à la radioactivité du sol lunaire.. 77

III - Les émissions gamma dues à l'exposition du sol lunaire au rayonnement cosmique 81

IV - Quelques facteurs correctifs intervenant dans la spectrométrie gamma du sol lunaire 91

CONCLUSION 93

ANNEXE I 95

BIBLIOGRAPHIE 103

INTRODUCTION

Les premières observations scientifiques de la surface lunaire remontent probablement à 1609, alors que Galilée pointe vers notre satellite sa première lunette. Pendant trois siècles, ces études sont principalement topographiques et toponymiques : en 1647, Hévélius trace la première carte valable ; en 1651, Riccioli publie une carte où figurent plus de deux cents noms encore en usage ; en 1833, Beer et Mädler publient le premier livre sur la Lune ; en 1839, Arago émet le vœu de voir réaliser des cartes photographiques de la surface lunaire ; en 1840, Draper obtient un daguerréotype de la Lune, au moyen de son télescope à miroir de 5 pouces ; en 1897, Lœwy et Puiseux publient le premier atlas photographique ; en 1959, l'engin soviétique Lunik III transmet à la Terre, les premières photographies de la face cachée de la Lune (Moore, 1963).

Vers 1946, commencent les observations de la surface lunaire dans le domaine des ondes radioélectriques avec des longueurs d'ondes comprises entre 0,4 et 75 cm (Weaver, 1964). Ces observations permettent l'estimer la température d'émission, la densité et les constantes thermiques de la surface.

En 1946, également, le premier écho radar est obtenu sur la surface lunaire, et ces études se multiplient. Les variations topographiques de la réflectivité sont mises en évidence (Pettengill, 1964).

Toutes ces études contribuent grandement à enrichir nos connaissances. Cependant les grands problèmes ne sont pas encore résolus : origine, formation, âge, composition chimique et pétrographique de la matière lunaire.

Nous montrerons dans ce travail (3e Partie) comment la détection des ondes électromagnétiques dans le domaine des émissions gamma de la surface lunaire, permettra de connaître en partie sa composition. Il s'agit en quelque sorte, d'une extension des observations précédentes au domaine très particulier des émissions de longueurs d'ondes extrêmement courtes, qui proviennent des noyaux atomiques (fig. 1). Pour effectuer cette

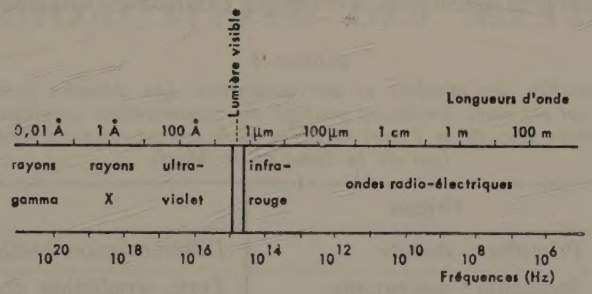

FIG. 1. — *Différents domaines de longueurs d'onde et de fréquences du rayonnement électromagnétique.*

détection il paraît seulement nécessaire d'approcher un détecteur de la surface lunaire ; un satellite porteur d'un spectromètre gamma et doté d'une orbite circum-lunaire peut réaliser de telles mesures ; elles sont à envisager dans un proche avenir, soit sous cette forme, soit à partir d'une station lunaire.

Les émetteurs radioactifs naturels éventuellement présents dans le sol lunaire, ne peuvent être que ceux que nous connaissons déjà et qui sont détectés, soit dans les roches terrestres, soit dans les météorites (Geiss, Œschger, Schwarz, 1962).

La radioactivité des roches de la croûte terrestre est principalement due aux éléments radioactifs primitifs et à leurs descendants (Goldschmidt, 1958).

La spectrométrie gamma permet d'analyser ces radioéléments primitifs, sans extraction chimique, soit sur le terrain, soit en laboratoire à partir d'un prélèvement (deuxième partie). Notre travail vise à préciser les conditions d'application de cette méthode au cas de la Lune, grâce à des exemples portant sur des roches terrestres.

A l'inverse de la Terre qui est protégée du rayonnement cosmique par sa magnétosphère et son atmosphère (fig. 2), les météorites sont exposées à l'impact du rayonnement cosmique (Orcel, 1965). Les mesures

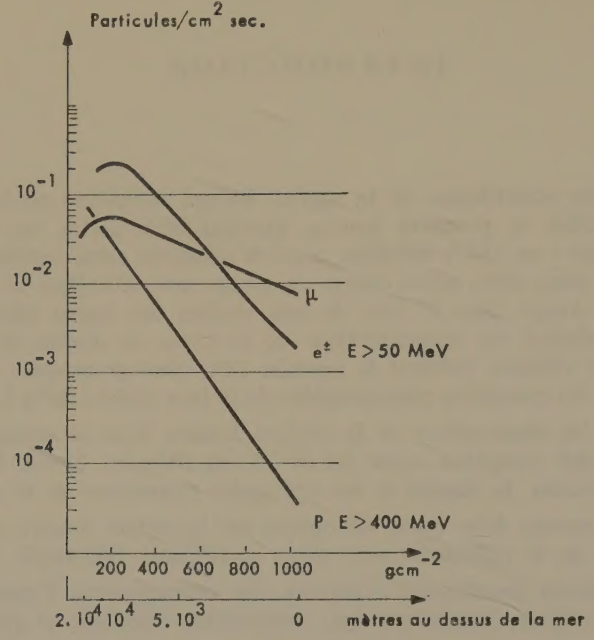

FIG. 2. — *Intensités verticales de diverses composantes du rayonnement cosmique en fonction de l'altitude (latitude 50° géomagnétique)* (d'après Labeyrie 1965).

que nous avons effectuées sur quelques météorites (Bogou, Eagle-Station, Granès, Dosso) nous permettent d'obtenir des informations précieuses sur leur irradiation cosmique (première partie). Elles nous conduisent en outre, à l'évaluation de la contribution possible de ces émetteurs à la radioactivité du sol lunaire (troisième partie).

Le tableau I résume différentes possibilités d'émissions radioactives naturelles des planètes et des météorites.

Tableau I

Les émissions radioactives naturelles des planètes et des météorites. Les données présentées ici s'appliquent à deux types de planètes : celles où le sol est assez fortement protégé du rayonnement cosmique par la présence d'une atmosphère et (ou) d'une magnétosphère (cas de la Terre) et celles où le sol est exposé à l'impact du rayonnement cosmique (cas de la Lune et de Mars).

Radioactivité		Origine	Causes
Météorites	Fer	Primitive : absente	Différenciation passée (appauvrissement)
		Spallation : importante	Forte irradiation cosmique
	Pierre	Primitive : faible	Composition moyenne ou différenciation passée
		Spallation : importante	Forte irradiation cosmique
Lune Mars	Surface	Primitive : ?	
		Spallation : importante	Irradiation cosmique (absence de magnétosphère et d'atmosphère)
	Intérieur	Primitive : ?	
		Spallation : absente	Rayonnement cosmique absorbé en surface
Terre	Surface (croûte)	Primitive : importante	Différenciation passée (enrichissement)
		Spallation : très faible	Protection magnétique et atmosphérique contre le rayonnement cosmique
	Manteau Noyau	Primitive : très faible	Différenciation passée (appauvrissement)
		Spallation : absente	Protection magnétique, atmosphérique et matérielle contre le rayonnement cosmique

Première partie

LES RÉACTIONS DE SPALLATION

ET

LA RADIOACTIVITÉ DES MÉTÉORITES

CHAPITRE PREMIER

LES REACTIONS DE SPALLATION

Le rayonnement cosmique galactique est constitué principalement de protons dotés d'énergies très élevées (fig. 3, Tableau II). Ces protons provoquent dans la matière qu'ils traversent, outre les interactions électromagnétiques, des interactions nucléaires. Ces dernières aboutissent à la formation de noyaux résiduels (produits de spallation) et de particules secondaires (étoiles, gerbes).

Tableau II

Abondances relatives des éléments du rayonnement cosmique comparées à celles du Soleil et de la Terre et des météorites. Les abondances relatives sont exprimées en rapports de nombres d'atomes, l'oxygène étant pris comme référence (d'après Labeyrie, 1965).

Eléments	Rayons cosmiques		Soleil et Terre	
	Plaques nucléaires (Waddington)	Semi-conducteurs (Simpson)	Soleil (Auger)	Terre + météorites (Suess, Urey)
H	340			
He	48	32	?	
Li	0,3	0,2	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
Be	0,8	0,06	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
B		0,3		
C	1,8	0,8	0,6	0,26
N	$\leqslant 0,8$	0,15	0	0,20
O	1	1	1	1
F	$\leqslant 0,1$	0,02	0,001	$< 10^{-4}$
Ne	0,3	0,2	?	0,36
Na	0,13	0,02	0,002	0,002
Mg	0,32	0,2	0,03	0,04
Al	0,06	0,02	0,002	0,004
Si	0,12	0,20	0,03	0,04
$_{15}P \rightarrow {}_{21}Sc$	0,13	0,15	0,03	0,024
$_{22}Ti \rightarrow {}_{28}Ni$	0,28	0,25	0,006	0,033
> 28				

Deux méthodes peuvent être utilisées pour mesurer les concentrations en produits de spallation : la spectrométrie de masse, ou la détection de leurs émissions radioactives éventuelles. Certains produits de spallation présents dans les météorites sont émetteurs gamma. Ceci nous permet ainsi de les détecter et de les doser par spectrométrie gamma. Les tableaux III et IV présentent les principaux produits de spallation émetteurs gamma observés dans les météorites avec leurs émissions caractéristiques et leurs modes de formation les plus importants.

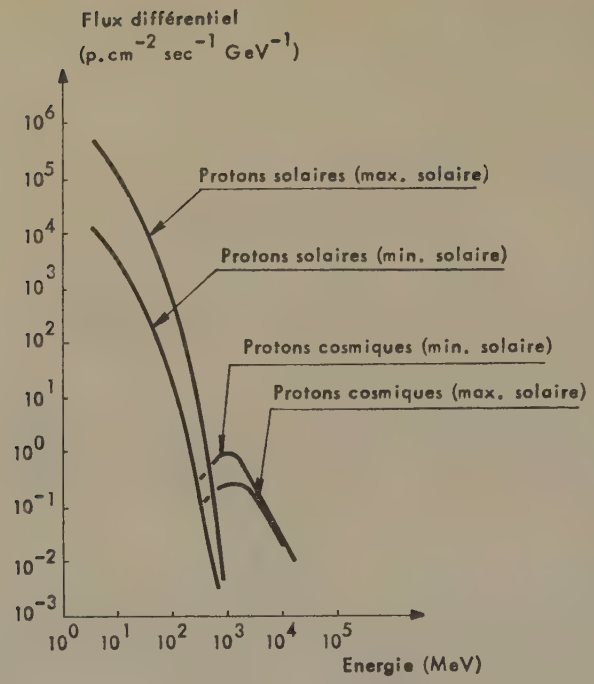

FIG. 3. — *Spectre des protons solaires et cosmiques au maximum et au minimum d'activité solaire* (d'après Wasson, 1963).

Tableau III

Quelques émetteurs gamma observés dans les météorites et leurs modes de désintégration.

Nuclide	Période	Emissions
^{58}Co	71,3 j.	C.E., β^+, γ (0,810 ; 1,670 ...)
^{56}Co	73,3 j.	C.E., β^+, γ (0,845 ; 1,260 ; 1,740 ; 2,550)
^{54}Mn	313,5 j.	C.E., γ (0,835)
^{52}Mn	5,6 j.	C.E., β^+, γ (0,730 ; 0,940 ; 1,460)
^{51}Cr	27,8 j.	C.E., γ (0,323)
^{48}V	16,1 j.	C.E., β^+, γ (0,986 ; 1,314)
^{44}Ti	48,2 a.	C.E., γ (0,070) ; ^{44}Sc : C.E., β^+, γ (1,159)
^{46}Sc	84,0 j.	β^-, γ (0,885 ; 1,119)
^{40}K	1,27.10^9 a.	β^-, C.E., γ (1,460)
^{26}Al	7,38.10^5 a.	C.E., β^+, γ (1,830)
^{22}Na	2,58 a.	C.E., β^+, γ (1,276)
^{7}Be	53,6 j.	C.E., γ (0,477)

Tableau IV

Principaux modes de formation des émetteurs gamma rencontrés dans les météorites.

Nuclides	Principaux modes de formation
^{58}Co	^{58}Ni (n, p) ^{58}Co
^{56}Co	^{56}Fe (n, p) ^{56}Co
^{54}Mn	^{54}Fe (n, p) ^{54}Mn ; ^{56}Fe (n, p 2n) ^{54}Mn
^{52}Mn	^{54}Fe (n, 2p n) ^{52}Mn ; ^{56}Fe (p, 2p 3n) ^{52}Mn
^{51}Cr	^{56}Fe (p, 3p 3n) ^{51}Cr
^{48}V	^{56}Fe (p, 4p 5n) ^{48}V
^{44}Ti	^{56}Fe (p, 5p 8n) ^{44}Ti
^{46}Sc	^{56}Fe (p, 6p 5n) ^{46}Sc
^{40}K	^{56}Fe (p, 8p 9n) ^{40}K, ^{40}Ca (n, p) ^{40}K ; nucléosynthèse
^{26}Al	^{28}Si (p, 2p n) ^{26}Al, ^{56}Fe (p, 14p 17n) ^{26}Al
^{22}Na	^{28}Si (p, 4p 3n) ^{22}Na

Depuis l'utilisation des accélérateurs de particules, les réactions de spallation ont pu être provoquées artificiellement, dans des conditions expérimentales bien définies. Ainsi les sections efficaces de nombreuses réactions ont été mesurées par de nombreux auteurs et sont réunies dans des rapports spécialisés (Barbier, 1964 ; Bruninx, 1961, 1962, 1964). L'utilisation de ces valeurs (Tableau V et fig. 4) et des résultats d'irradiation de cibles épaisses nous permettront de développer l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

Tableau V

Quelques sections efficaces de spallation du fer bombardé par des protons
d'après : (1) Rudstam, Stevenson, Folger, 1952 - (2) Honda, Lal, 1960 - (3) Honda, Lal, 1964 - (4) Rayudu, 1965.

Nuclides	Sections efficaces (mb)								
	0,340 (1)	0,500 (4)	0,500 (2)	0,730 (2)	0,730 (3)	0,800 (4)	1,5 (4)	2,2 (4)	2,9 (4)
^{56}Co	0,24								
^{54}Mn	12	28	31	33	32	28	34	28	27
^{52}Mn	12,9	16	14,7	13		14,1	10,3	10,4	10,1
^{51}Cr	41		21,4			20,1	17,3	14,6	15,8
^{48}V	10,3		10,7			6,8	6,3	6,3	4,9
^{44}Ti					3,6				
^{46}Sc	3,20				6,4				
^{40}K					8,0				
^{26}Al				0,47					
^{22}Na	0,02			0,36					
^{7}Be			1,21	2,9		2,1	3,2	5,0	5,7

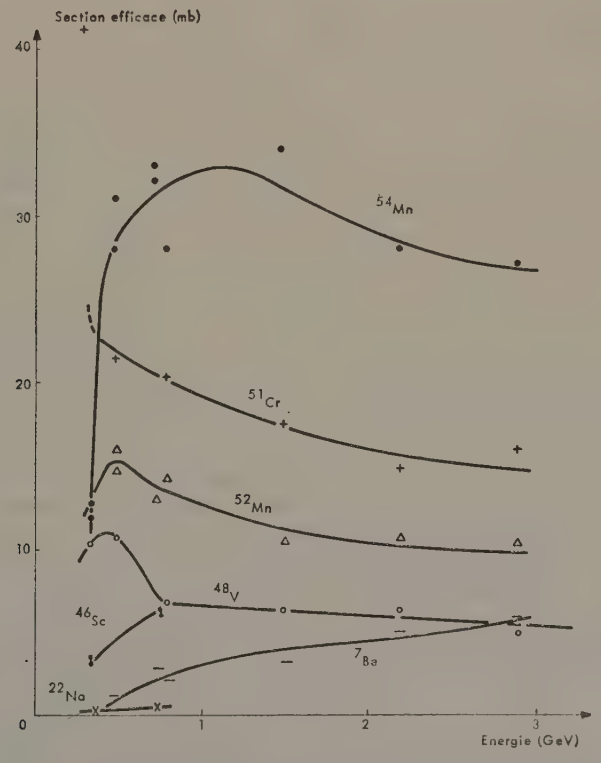

FIG. 4. — *Variations de quelques sections efficaces de spallation du fer en fonction de l'énergie des protons incidents* (d'après le tableau V).

CHAPITRE II

LA SPECTROMETRIE GAMMA

Nous avons effectué sur des fragments des météorites Bogou, Otumpa, Eagle-Station, Granès, Dosso, des mesures de spectrométrie gamma à faible mouvement propre.

La spectrométrie gamma est une méthode récente, de plus en plus utilisée dans les laboratoires de mesures nucléaires (Siegbahn, 1955, 1965, Crouthamel, 1960, Julliot, Lansiart, Nordemann, 1958, Chesselet, Nordemann, 1962). Aussi, nous ne décrirons en détail, ni les principes généraux de la méthode, ni l'appareillage utilisé. Nous ne mentionnerons que les points importants en relation avec ce travail : possibilité d'analyse qualitative et quantitative (après étalonnages adaptés) sur des échantillons bruts, de dimensions quelconques (de quelques centimètres cubes au milieu infini), choix sévère des matériaux et de l'appareillage permettant les longues mesures de très faibles activités.

Une des propriétés importantes des émissions nucléaires est liée au mode de désexcitation des noyaux par émission de rayonnement électromagnétique appelé rayonnement gamma. Une autre propriété également importante concerne l'interaction de ce rayonnement avec la matière.

Alors que les électrons émis lors des désintégrations bêta d'une population de même espèce possèdent un spectre énergétique continu, le rayonnement gamma émis lors de la désexcitation des nuclides présente un spectre de raies caractéristiques. En effet, les états excités des nuclides émetteurs gamma correspondent à des niveaux énergétiques déterminés et les émissions gamma, à des transitions entre différents niveaux discrets.

Le peuplement des états excités dont nous venons de parler s'effectue en général, ici, à la suite d'une émission ou d'une absorption de particule : radioactivité alpha, radioactivité bêta négative ou bêta positive, capture électronique... Les durées de vie des noyaux dans les états excités sont dans la plupart des cas très brèves, de l'ordre de 10^{-10} secondes ; néanmoins, des états dits métastables peuvent présenter des durées de vie considérablement plus longues.

Le caractère discret des émissions électromagnétiques du noyau, lié à des différences de niveaux caractéristiques selon les nuclides émetteurs, rend possible l'analyse sélective de différents nuclides présents en proportions diverses dans un mélange. Il convient donc, au moyen d'un détecteur et d'un appareillage approprié, de pouvoir estimer pour chaque rayonnement émis, son énergie caractéristique.

Dans le domaine des énergies considérées, allant de quelques kiloélectronvolts (keV) à quelques mégaélectronvolts (MeV), les processus principaux d'interaction du rayonnement électromagnétique avec la matière sont l'effet Compton, l'effet photoélectrique et l'effet de création de paire (fig. 5).

On sait que dans l'effet photoélectrique, un électron, initialement lié, est accéléré et acquiert l'énergie du rayon gamma incident, à son énergie de liaison près. Des détecteurs proportionnels d'électrons rapides existent : compteurs bêta proportionnels, spectromètres magnétiques, mais ils sont peu adaptés à la détection du rayonnement gamma, étant donné la nécessité de la conversion photoélectrique préalable. C'est ici que la scintillation en phase solide a trouvé un de ses plus grands débouchés.

Il est en effet ainsi possible de réaliser dans une même masse transparente la conversion photoélectrique et la scintillation correspondant à l'ionisation le long du trajet de l'électron accéléré. Il ne suffit plus ensuite que d'accoler au scintillateur un photomultiplicateur pour constituer un détecteur proportionnel de rayonnement gamma.

Un détecteur comprend donc un monocristal d'iodure de sodium activé au thallium associé à un photomultiplicateur à grand gain. Le rayonnement gamma émis lors de la désexcitation de nuclides conduit donc à des impulsions électriques, recueillies à l'anode du photomultiplicateur, de hauteur proportionnelle à l'énergie dissipée dans le cristal. Les impulsions électriques sont alors amplifiées linéairement et analysées, triées et classées selon leur hauteur. La courbe de répartition en fréquence des différentes hauteurs d'impulsions électriques, par suite de la linéarité des différents processus de transfert rencontrés, constitue donc un spectre de l'énergie gamma dissipée dans le cristal.

Les deux autres modes d'interaction du rayonnement gamma avec la matière, effet de création de paire et surtout effet Compton, ne permettent pas, malheureusement, d'obtenir des spectres gamma constitués uniquement de pics de détection photoélectrique correspondant chacun à une transition entre deux niveaux donnés. Un continuum s'ajoute, dans la région des énergies inférieures aux énergies émises, l'effet Compton contribuant à une dégradation partielle de l'énergie gamma. De nombreuses difficultés sont attachées dans les spectrométries gamma qualitatives et quantitatives à la présence d'une « colline » Compton dans les spectrogrammes obtenus.

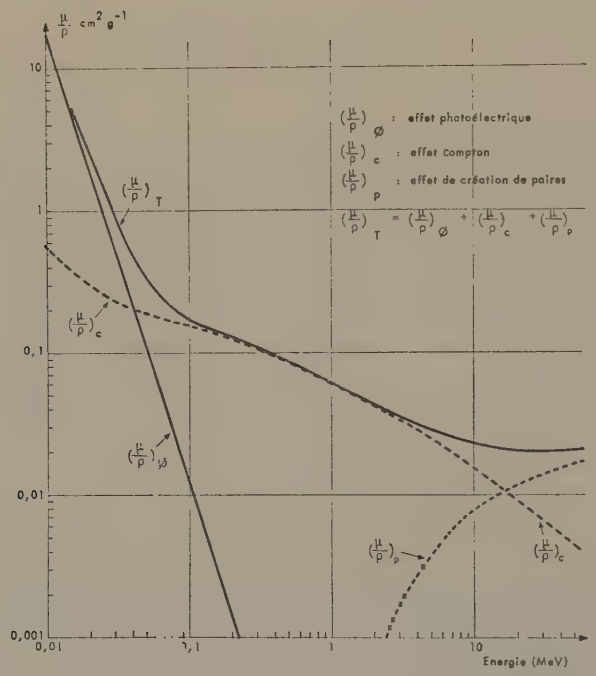

FIG. 5. — *Coefficients d'absorption de la silice (SiO_2) pour le rayonnement électromagnétique de 0,01 à 50 MeV* (calculés d'après Siegbahn, 1955).

Par ailleurs, l'interaction du rayonnement gamma avec la matière étant faible (fig. 5), il est possible de pratiquer la spectrométrie gamma sur des échantillons de dimensions relativement grandes. Cette possibilité est extrêmement précieuse et nous dispense des séparations chimiques longues et difficiles qu'il est nécessaire d'effectuer, par exemple dans le cas de la préparation des sources minces nécessaires aux spectrométries alpha, bêta et parfois X. Dans le cas d'échantillons hétérogènes, l'analyse d'échantillons de grand volume conduit directement à des valeurs moyennes, évitant ainsi de nombreuses analyses partielles.

Les activités de radionuclides contenus dans les météorites sont en général assez faibles, souvent de l'ordre de quelques désintégrations par minute par kilogramme. Aussi, pour effectuer de telles mesures, est-il nécessaire de disposer d'une installation à bas bruit de fond, de grande sensibilité et de grande stabilité, permettant des mesures de longue durée.

Nous avons réalisé personnellement l'installation de spectrométrie gamma à faible mouvement propre et grande sensibilité (Cheminée, Nordemann, 1963 ; Tobailem, Nordemann, 1965) avec laquelle les météorites ont été analysées.

L'ensemble utilisé comprend :

— Un détecteur constitué par un scintillateur d'iodure de sodium activé au thallium (diamètre 10 cm, hauteur 8 cm) à faible mouvement propre (teneur en potassium inférieure à 1 p.p.m.) associé à un photomultiplicateur à fenêtre de quartz. La résolution est de 8,6 pour cent pour la raie de 662 keV du césium 137.
— Ce détecteur est placé dans une enceinte en fer (épaisseur 10 cm) et en plomb (épaisseur 10 cm).
— Un sélecteur d'amplitude à 400 canaux à transistors, SA 40 Intertechnique.
— Un correcteur de dérive a été utilisé pour une partie de nos mesures de longue durée.

La figure 6 présente des spectres gamma de mouvements propres de notre installation dans différentes conditions et la figure 7 montre les variations du rendement de détection en fonction de l'énergie, pour la disposition géométrique des mesures de l'échantillon de météorite Bogou.

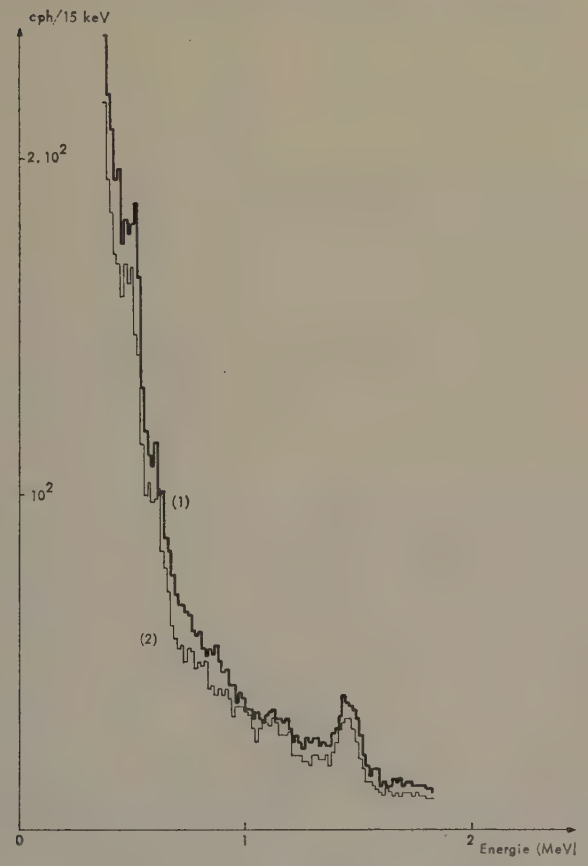

FIG. 6. — *Bruit de fond de l'installation de spectrométrie gamma dans différentes conditions, avec un cristal détecteur NaI(Tl) de 10 cm × 8 cm associé à un photomultiplicateur 54UVP à enveloppe de quartz (mesures de 10 h).* — 1) *Bruit de fond, château n° 1 (Fe : 10 cm. Pb : 10 cm) sans anticoïncidences.* 2) *Bruit de fond, château n° 1 (Fe : 10 cm, Pb : 10 cm) avec anticoïncidences (10 compteurs 10C8 intérieurs).*

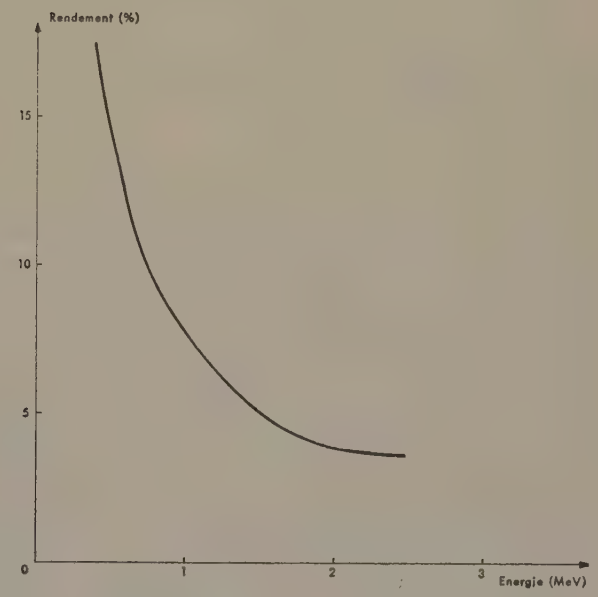

FIG. 7. — *Rendement de détection photoélectrique pour un cristal NaI(Tl) de 10 cm × 8 cm, dans les conditions géométriques de la mesure effectuée sur l'échantillon de la météorite Bogou.* (Tobailem, Nordemann, 1965.)

Dépouillement des spectres gamma.

Les aires des pics d'absorption totale, généralement appelés pics photoélectriques, sont déterminées par la méthode de la tangente (Cheminée, Nordemann, 1963). On calcule ensuite les activités émises par unité de volume dans chaque domaine d'énergie considéré en divisant les taux de comptage ainsi obtenus par le rendement de détection correspondant. Il convient ensuite de répartir les activités entre les différents émetteurs possibles identifiés. Si certains pics ne sont attribuables qu'à un émetteur donné, le problème est simple. Lors de contributions multiples, il convient de rechercher le système d'équations linéaires à écrire pour répartir ces contributions, en tenant compte des facteurs de branchement des différents émetteurs possibles (Tobailem, Nordemann, 1965).

CHAPITRE III

LES ACTIVITES DETECTEES DANS LES METEORITES BOGOU, EAGLE-STATION, GRANES, DOSSO

Nos mesures de spectrométrie gamma à faible mouvement propre nous ont permis d'analyser des fragments des météorites Bogou, Eagle-Station, Granès, Dosso. Le tableau VI donne les principales caractéristiques de ces météorites.

Tableau VI

Principales caractéristiques des météorites étudiées.

Météorite	Date de chute	Heure de chute (T.U.)	Lieu de chute	Masse (kg)	Echantillon (kg)	Nature
Bogou	14-8-1962	10	République de Haute-Volta	8,8	0,185	Sidérite
Eagle-Station	Trouvée en 1880	—	Carroll-County (Kentucky, USA)	> 36	2,060	Pallasite
Granès	13-11-1964	17	Aude (France)	~ 9	1,186	Chondrite
Dosso	19-2-1962	12	République du Niger	~ 4	0,805	Chondrite

Météorite Bogou.

Le 14 août 1962, à 10 heures, est tombée près de Bogou en République de Haute-Volta, une météorite de fer de masse 8,8 kg. Sa composition chimique est indiquée dans le tableau VII.

Tableau VII

Composition chimique de la météorite Bogou (Chemistry Department, Brookhaven National Laboratory, New-York, 1964).

Elément	Teneur (%)
Fe	92,6
Ni	6,9
Co	0,46

Notre laboratoire a reçu un échantillon de 0,185 kg se présentant sous forme d'une plaquette de 6 mm d'épaisseur, taillée dans la masse de la météorite (fig. 8).

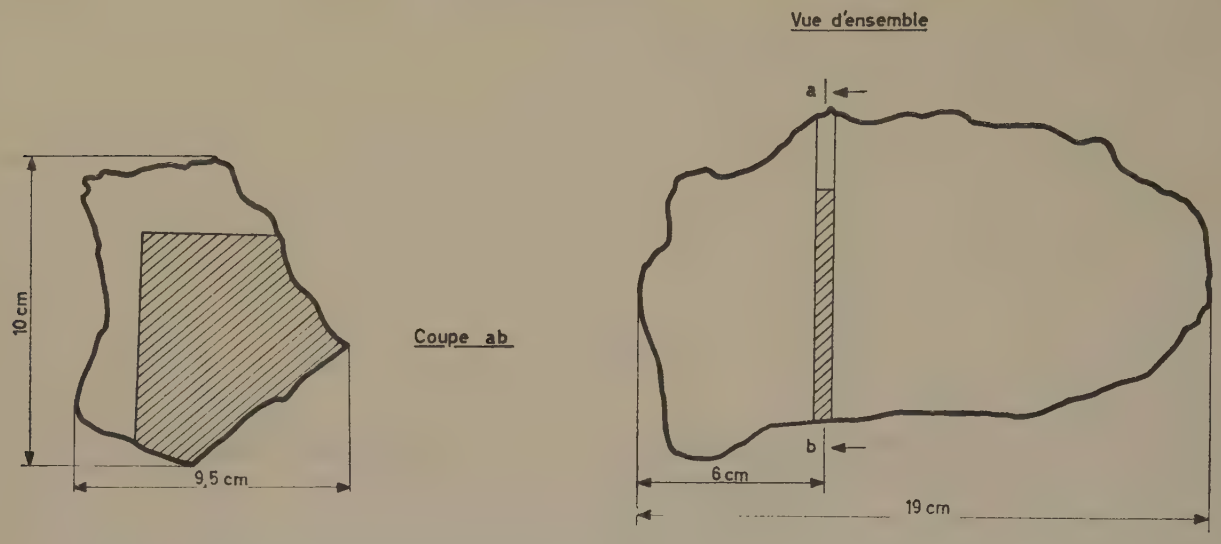

FIG. 8. — *Météorite Bogou.* (*La portion hachurée indique la position de l'échantillon de 0,185 kg.*)

Nous avons effectué plusieurs séries de mesures de longue durée, jusqu'à 160 heures, échelonnées entre 680 et 760 jours après la date de la chute (Nordemann, Tobailem, 1964 ; Tobailem, Nordemann, 1965). Cet intervalle de temps constitue évidemment un désavantage en ce qui concerne les radionuclides à vie courte (période $\leqslant$ 1 an) mais, par ailleurs, il doit permettre de détecter plus facilement des radionuclides à vie plus longue (sodium 22, cobalt 60, titane 44, aluminium 26, etc.) qui sont beaucoup moins masqués par les radionuclides à vie courte qui ont décru (fig. 9).

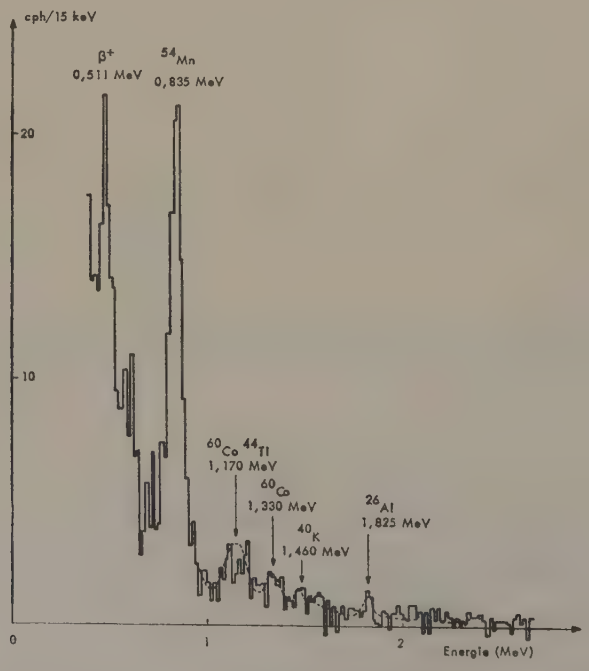

FIG. 9. — *Spectre gamma de l'échantillon de 0,185 kg de la météorite Bogou, obtenu après une mesure de 160 h, effectuée avec un cristal NaI(Tl) de 10 cm* $\times$ *8 cm* (Tobailem, Nordemann, 1965).

L'étalonnage de l'installation, pour ces mesures, a été effectué au moyen de maquettes simulant l'échantillon de la météorite. Celles-ci comprenaient des sources étalonnées de manganèse 54, cobalt 60 et potassium 40. Ces maquettes ont été réalisées en intercalant deux sources planes, de répartition homogène, entre trois plaques d'acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur découpées selon la forme de l'échantillon (fig. 8).

Les résultats obtenus ont été rapportés à la date de la chute, en tenant compte des décroissances éventuelles jusqu'à la date des mesures. Ces résultats figurent dans le tableau VIII.

Tableau VIII

Les activités, calculées pour la date de la chute, mesurées dans l'échantillon de 0,185 kg de la météorite Bogou (Nordemann, Tobailem, 1964).

Nuclide	Période	Activité dpm . kg^{-1}
^{60}Co	5,27 a	483 ± 40
^{54}Mn	313,5 j	14 ± 7
^{44}Ti	48,2 a	$3,8 \pm 3$
^{40}K	$1,27.10^{9}$ a	$\leqslant 9 \pm 6$
^{26}Al	$7,38.10^{5}$ a	$4,3 \pm 3$
^{22}Na	2,58 a	0 ± 4

Météorite Eagle-Station.

En 1880, une pallasite, météorite de fer et de pierre, a été trouvée à Eagle-Station (Carroll County, Kentucky, Etats-Unis d'Amérique). Sa masse est supérieure à 36 kg. La composition chimique est indiquée dans le tableau IX.

Tableau IX

Résultats des analyses chimiques de la météorite Eagle-Station (Craig, 1964).

Phase	Composés	Teneur (%)
Olivine (sur 100 %)	$Si O_2$	39,08
	Mg O	42,16
	Fe O	18,76
Métal (sur 100 %)	Fe	84,15
	Ni	14,75
	Co	1,10
	Fe/Ni	5,71
Métal / silicate		1,07
(Fe + Ni + Co) / total		0,5875

Une tranche de 1 cm d'épaisseur pesant 2,060 kg (Muséum d'Histoire Naturelle, Paris, n° 201 001) a été analysée par spectrométrie gamma (fig. 10) après un nettoyage très soigné. L'échantillon a été posé à plat sur le cristal scintillateur.

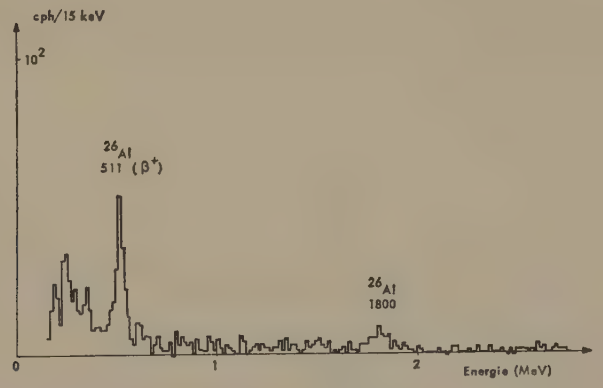

FIG. 10. — *Spectre gamma. Météorite Eagle-Station.*
Mesure : 10.04.65 20 0110 00 - Na I (Tl) 10 cm × 8 cm - 15 keV/canal.
(Tobailem, Schineizer, Nordemann, 1966).

Les étalonnages correspondants ont été réalisés au moyen d'une maquette de fer en poudre contenue dans une boîte en leucoflex. Une source calibrée d'yttrium 88 a été déplacée dans la maquette ; les étalonnages partiels ainsi obtenus ont été intégrés dans le but d'obtenir un rendement global pour l'énergie de 1,853 MeV. Une quantité connue de chlorure de potassium a ensuite été répartie dans la maquette pour obtenir la valeur du rendement à 1,460 MeV.

Par suite de l'ancienneté de la chute, seuls les émetteurs aluminium 26 et potassium 40 (en partie primitif) ont pu être détectés et dosés (tableau X).

Tableau X

Les activités, calculées pour la date de la mesure, mesurées dans l'échantillon de 2,060 kg de la météorite Eagle-Station
(Nordemann, Schineizer, Tobailem, 1966).

Nuclide	Période	Activité (dpm . kg^{-1})
^{40}K	1,27.10^9 a	39 ± 15
^{26}Al	7,38.10^5 a	41 ± 4,5

Météorite Granès.

Le 13 novembre 1964, vers 17 heures, une météorite de pierre (chondrite) est tombée dans la commune de Granès, près de Quillan (Aude). La masse totale récupérée en plusieurs fragments, est de l'ordre de 9 kg. La composition chimique est indiquée dans le tableau XI.

Tableau XI

Analyse chimique de la météorite Granès (Mabuchi, Baillard, 1965).

Composé	Teneur (%)	Elément	Teneur (%)
Mg 0	25,02	Be	$(1,19 \pm 0,42).10^{-3}$
$Al_2 O_3$	2,08	Mg	15,09
$Si O_2$	39,86	Al	1,10
$P_2 O_5$	0,269	Si	18,63
Ca O	1,89	P	0,059
$Ti 0_2$	0,129	Ca	1,35
Mn 0	0,349	Sc	$(6,80 \pm 1,36).10^{-3}$
		Ti	0,077
		V	$(1,52 \pm 0,5).10^{-3}$
		Mn	0,270
		Fe	22,10
		Co	0,0456
		Ni	1,203

Grâce à l'obligeance de M. le professeur Rémy de la Faculté des Sciences de Montpellier, un fragment de 1,186 kg a pu parvenir dans notre laboratoire, sept jours seulement après la chute. Les mesures de spectrométrie gamma à haute sensibilité ont été immédiatement entreprises. L'échantillon a été mesuré pendant quatre mois, par intervalles de 10 heures, afin de mettre en évidence la décroissance des éléments radioactifs à vie courte. La figure 11 montre un des premiers spectrogrammes obtenus. La présence d'aluminium 26, sodium 22, manganèse 54, scandium 46 et potassium est nettement mise en évidence par les pics photoélectriques caractéristiques.

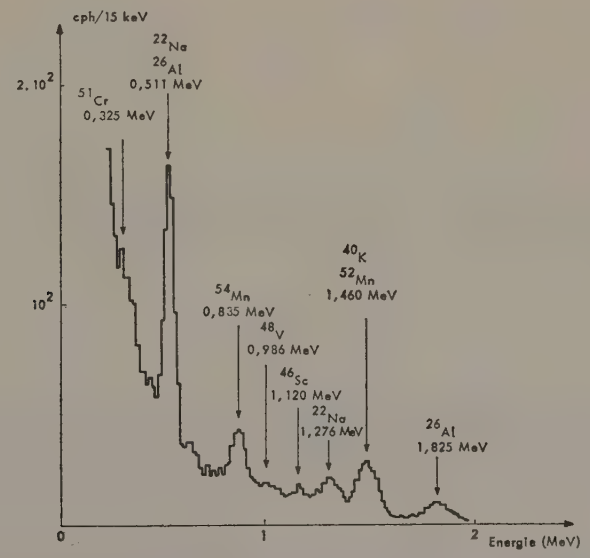

FIG. 11. — *Spectre gamma de la météorite Granès, obtenu après une mesure de 70 h, commencée le 20-11-64, sur l'échantillon de 1,186 kg placé sur un cristal scintillateur Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm* (Nordemann, Tobailem, Schineizer, 1965).

D'autres émetteurs, de plus courtes périodes, manganèse 52, vanadium 48, chrome 51, cobalt 58, cobalt 56 sont détectés par l'analyse de la décroissance des taux de comptage dans les différentes bandes d'énergie. Ce procédé permet de séparer dans les pics photoélectriques, les contributions des émetteurs dont les périodes sont suffisamment courtes pour présenter une décroissance appréciable pendant la durée des mesures.

L'étalonnage a été effectué au moyen de sources calibrées de mercure 203, manganèse 54, cobalt 60 et potassium 40, réparties dans des maquettes de fer en poudre simulant la forme et la densité électronique de l'échantillon.

Les résultats de l'ensemble des mesures sont contenus dans le tableau XII.

Tableau XII

Les activités, calculées pour la date de la chute, mesurées dans l'échantillon de 1,186 kg de la météorite Granès (Nordemann, Tobailem, Schineizer, 1965).

Emetteurs	Périodes	Activités (dpm . kg^{-1})
^{52}Mn	5,6 j	6 ± 6
^{48}V	16,1 j	17 ± 6
^{51}Cr	27,8 j	79 ± 25
^{58}Co	71,3 j	20 ± 5
^{56}Co	73,3 j	
^{46}Sc	84,0 j	5,5 ± 2
^{54}Mn	313,5 j	50 ± 7
^{22}Na	2,58 ans	65 ± 10
^{26}Al	7,38.10^{5} a	81 ± 10
^{40}K	1,27.10^{9} a	1 565 ± 75

Le manganèse 52 mesuré dans la météorite Granès au cours de ce travail n'avait pas encore été détecté dans les météorites étant donné sa période (5,6 jours) courte devant les délais séparant, en général, la chute et les analyses. Son taux d'activité fournira des informations sur le passé récent de l'exposition de la météorite au rayonnement cosmique.

Météorite Dosso.

Le 19 février 1962, vers 12 heures, une météorite de pierre (chondrite) de plus de 4 kg est tombée près de Dosso (République du Niger). La composition chimique est donnée dans le tableau XIII.

Un fragment de 0,805 kg nous a été obligeamment prêté par M. le professeur Orcel, du Muséum d'Histoire Naturelle de Paris.

Les mesures ont été effectuées 3 ans et 4 mois après la chute, pendant 20 jours environ (fig. 12). Les étalonnages ont été réalisés au moyen d'une maquette de forme voisine de celle de l'échantillon, contenant un poids voisin de fer, soit sous forme d'écrous (H3), soit en poudre. Des sources calibrées de potassium 40, d'aluminium 26, de sodium 22 et de manganèse 54 ont été utilisées.

Tableau XIII

Analyse chimique de la météorite Dosso
(Jérémine, Orcel, Sandréa, Bahezre, 1964).

Composés	Teneurs (%)	
SiO_2	38,50	
Al_2O_3	3,20	
FeO	12,50	
MgO	25,70	
MnO	0,18	
CaO	1,50	
Na_2O	0,90	
K_2O	0,25	
TiO_2	0,19	
P_2O_5	0,24	
Cr_2O_3	0,55	
H_2O^+	0,20	
H_2O^-	0,05	
	83,96	
Fe	9,30	Kamacite
Ni	1,60	Taenite
Co	Traces importantes	
Cu	Traces importantes	
Fe	3,58	Troïlite
S	2,05	Troïlite

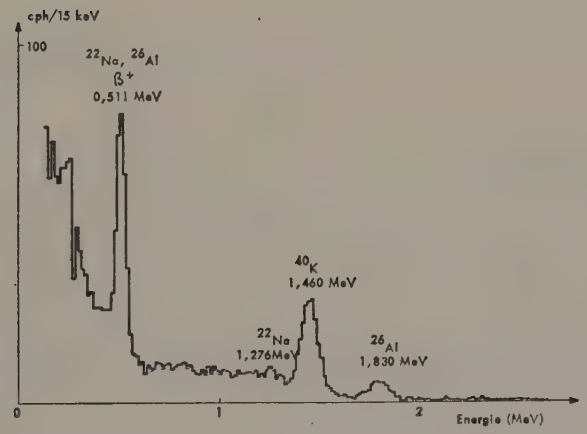

FIG. 12. — *Spectre gamma. Météorite Dosso (République du Niger), chute du 19 février 1962 - 805,3 g - Mesure : 14.06.65 14 15 120 00 Na I (Tl) 10 cm × 8 cm - 15 keV/canal* (Tobailem, Schineizer, Nordemann, 1966).

Les résultats des mesures (Tobailem, Schineizer, Nordemann, 1966) sont contenus dans le tableau XIV.

Tableau XIV

Les activités, calculées pour la date de la chute, mesurées dans l'échantillon de 0,805 kg de la météorite Dosso (résultats provisoires).

Emetteurs	Périodes	Activités (dpm . kg^{-1})
^{22}Na	2,58 ans	68 ± 10
^{26}Al	$7{,}38\ 10^5$ ans	52 ± 4
^{40}K	$1{,}27\ 10^9$ ans	$1\,447 \pm 50$
^{54}Mn	313,5 jours	55 ± 35

CHAPITRE IV

LA COMPOSITION CHIMIQUE ET LES PRODUITS DE SPALLATION PRESENTS DANS LES METEORITES ETUDIEES

Pour une irradiation donnée, les quantités de produits de spallation formés sont proportionnelles aux concentrations en noyaux-cibles qui leur donnent naissance. Les figures 13A, 13B, 13C et 13D présentent les abondances atomiques et les activités en produits de spallation mesurées dans quelques météorites.

La météorite Bogou, composée en majeure partie de fer et de nickel, représente un cas assez simple, avec une grande richesse en manganèse 54. Ceci est conforme à la relation de Rudstam (1956) qui montre les activités relativement importantes des produits de spallation qui diffèrent peu de la masse des noyaux de la cible.

Les chondrites Granès et Dosso sont riches en silicates (olivine et hypersthène) et présentent des abondances atomiques voisines. Les activités sont, de même, pour la plupart comparables (fig. 13C et 13D). Les activités en aluminium 26 observées dans ces deux météorites sont très différentes ; cette anomalie ne semble pas provenir des incertitudes liées aux mesures et paraît d'autant plus difficile à expliquer que l'accord est bon pour les nuclides sodium 22 et manganèse 54. On peut admettre que l'accord relatif à ces derniers nuclides provient des tailles et des irradiations récentes comparables pour les deux météorites. Le désaccord en ce qui concerne l'aluminium 26 traduit peut-être une irradiation à long terme différente pour les deux météorites qui peuvent, en particulier, ne pas avoir eu des dimensions comparables depuis leur formation. L'extension du modèle obtenu dans l'annexe I au cas de l'aluminium 26 dans les chondrites permettrait peut-être d'éclairer ce problème.

La pallasite Eagle-Station, constituée de l'association d'une phase métallique et d'une phase silicatée est un cas intermédiaire entre les sidérites et les chondrites. Les résultats présentés sur les figures 13A, 13B, 13C et 13D, sont en accord avec cette constatation.

FIG. 13A. — *Produits de spallation et abondances atomiques dans la météorite Bogou.*

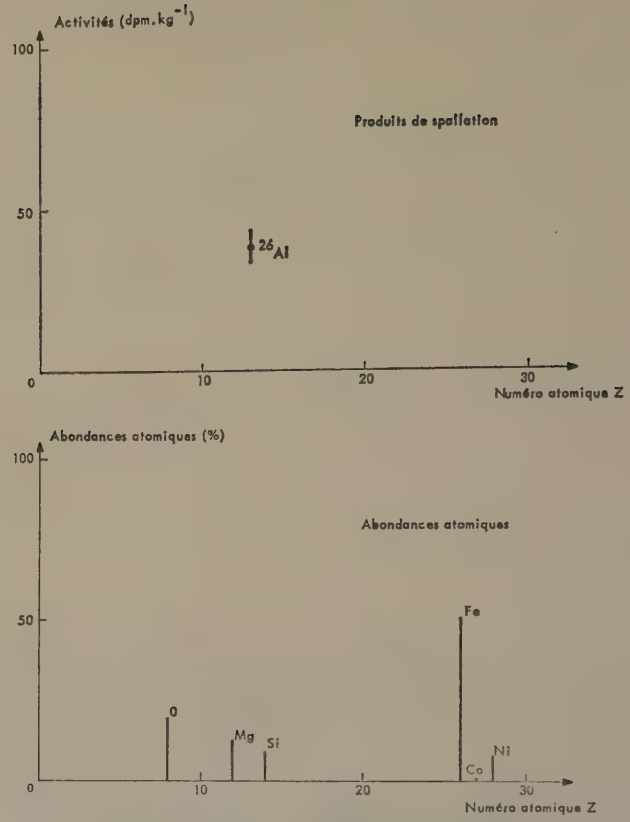

FIG. 13B. — *Produits de spallation et abondances atomiques dans la météorite Eagle-Station.*

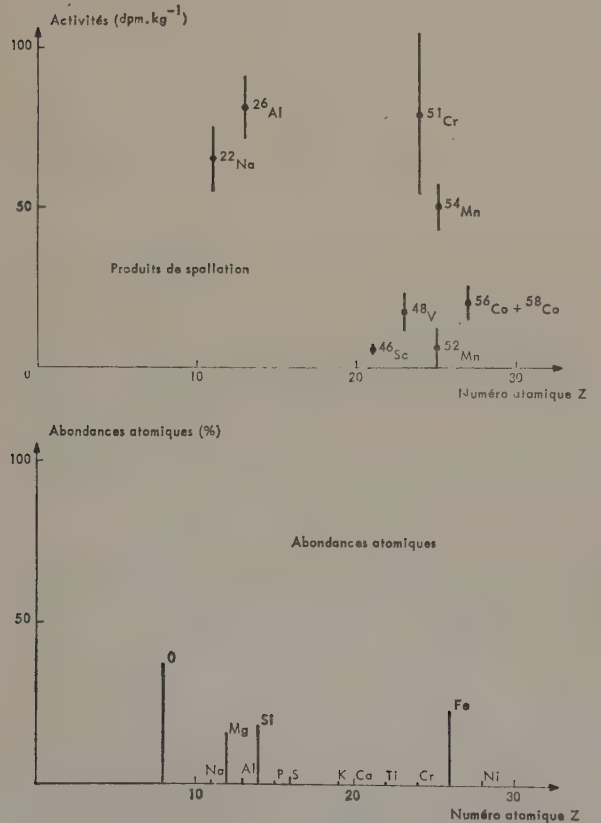

FIG. 13C. — *Produits de spallation et abondances atomiques dans la météorite Granès.*

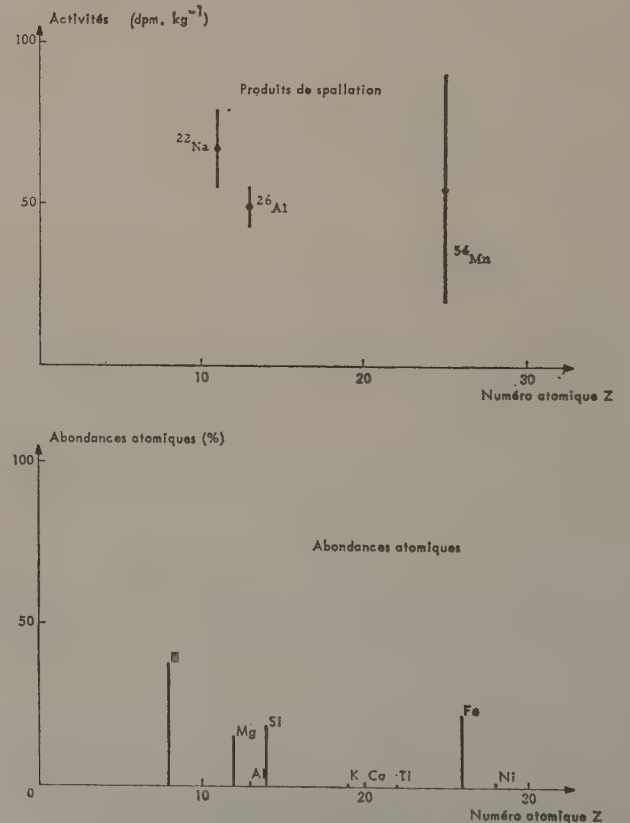

FIG. 13D. — *Produits de spallation et abondances atomiques dans la météorite Dosso.*

CHAPITRE V

L'IRRADIATION COSMIQUE DES METEORITES ETUDIEES

L'existence d'une météorite est marquée par des événements variés, qu'il est possible de dater grâce à la détection des émetteurs radioactifs ou de leurs descendants ou de leurs actions.

Le tableau XV présente les notions d'âge attachées aux principaux événements de l'existence d'une météorite.

Tableau XV

Les notions d'âges attachées aux principaux événements de l'existence des météorites.

Evénement	Age	Principaux moyens d'étude
Fin de la nucléosynthèse	Age de formation des éléments	Eléments radioactifs primitifs, radioactivité éteinte, etc.
Solidification définitive	Age de solidification (fusion)	Gaz (radiogéniques ou spallatifs) retenus
Rupture du corps primitif (début de l'irradiation)	Age d'exposition au rayonnement cosmique (irradiation)	Produits de spallation stables ou de période longue
Chute sur la Terre (fin de l'irradiation)	Age terrestre (âge de chute)	Produits de spallation de période moyenne ou courte

Nous nous sommes attachés plus particulièrement à la détermination des âges d'exposition et de chute des météorites étudiées en n'utilisant que nos résultats expérimentaux obtenus par spectrométrie gamma directe. Nous avons ainsi cherché à démontrer que des informations importantes peuvent être extraites des météorites sans les détruire. Ce dernier point est en faveur de nos méthodes, tant par la suppression des difficultés présentées par les extractions chimiques que par la nécessité de conserver les matériaux météoritiques extrêmement rares.

L'âge d'exposition de la météorite Bogou.

L'extrême rareté du potassium primitif dans les météorites de fer permet de considérer que le potassium 40 observé provient de la spallation du fer sous l'action des protons cosmiques. Sa période radioactive est suffisamment grande pour l'utiliser comme échelle de temps dans la détermination des âges d'irradiation. Ceux-ci pourront être obtenus par la comparaison des teneurs en potassium 40 et en un radionuclide voisin R de période courte par rapport au temps d'exposition au rayonnement cosmique.

Nous supposons ici que l'irradiation sous l'action du flux cosmique est restée constante au cours du temps.

On peut écrire pour le potassium 40 :

$$K_{40} = Q_{40} \ (1 - e^{-\lambda_{40}\tau})$$

K_{40} : activité observée en potassium 40
Q_{40} : taux de production du potassium 40
λ_{40} : constante radioactive du potassium 40 : $0{,}546 \cdot 19^{-9}$ an^{-1}
τ : âge d'exposition.

L'activité R du radionuclide R a atteint sa valeur d'équilibre :

$$R = Q_R$$

Q_R : taux de production de l'élément R.

On en déduit :

$$\tau = \frac{1}{\lambda_{40}} \text{ Log } \frac{1}{1 - \frac{K_{40}}{R} \cdot \frac{Q_R}{Q_{40}}}$$

L'âge dépend du rapport des taux de production $\frac{Q_R}{Q_{40}}$.

Si les deux éléments R et ^{40}K sont produits par un même processus, et très voisins en masse et numéro atomiques, on peut admettre que ce rapport varie peu avec l'énergie. Il est alors possible d'utiliser des valeurs obtenues après irradiation dans les accélérateurs. Le rapport des taux de production peut également être calculé à partir des résultats, âges et teneurs déjà déterminés pour d'autres météorites de fer.

Parmi les radionuclides qui pourraient convenir pour la comparaison avec le potassium 40, citons l'argon 39 (période 325 ans) et le titane 44 (période 48,2 ans). Cependant la courte période de ces nuclides nécessite d'admettre la représentativité du flux cosmique pendant les derniers milliers d'années par rapport à la totalité de l'irradiation.

Le titane 44 offre l'avantage d'être mesurable, comme le potassium 40, par spectrométrie gamma, ainsi que nous l'avons montré plus haut. Nous avons appliqué la méthode de datation ^{40}K-^{44}Ti à la météorite Bogou à partir des données rassemblées dans le tableau XVI.

Tableau XVI

Rapports des taux de production du titane 44 et du potassium 40.

	$\frac{Q_{44}}{Q_{40}}$	Références
Protons de 730 MeV sur fer	0,450	Honda, Lal, 1964
Aroos ($0{,}65 \cdot 10^9$ ans)	0,156	Honda, Arnold, 1961 - Stauffer, Honda, 1961 - Schaeffer, Heymann, 1964.
Sikhote-Alin ($0{,}33 \cdot 10^9$ ans)	0,137	Schaeffer, Heymann, 1964 - Honda, Arnold, 1964
Treysa ($0{,}40 \cdot 10^9$ ans)	0,097	Schaeffer, Heymann, 1964 - Honda, Arnold, 1964

Les activités en potassium 40 et titane 44 qui ont été mesurées (Chapitre III) permettent d'estimer la valeur supérieure du rapport $\frac{^{40}K}{^{44}Ti}$ à 2,4.

Les divers résultats obtenus à partir de cette détermination sont groupés dans le tableau XVII.

Tableau XVII

$\frac{Q_{44}}{Q_{40}}$	Age d'exposition de la météorite Bogou (10^9 ans)
0,450	$< \infty$
0,156	$\leqslant 0{,}87$
0,137	$\leqslant 0{,}73$
0,097	$\leqslant 0{,}49$

La valeur trop élevée de $\frac{Q_{44}}{Q_{40}} = 0{,}450$ conduit à une indétermination. Les valeurs correspondant aux météorites de fer sont plus représentatives de l'irradiation réelle par le rayonnement cosmique.

Nous adoptons donc comme limite supérieure de l'âge d'exposition de la météorite Bogou : $0{,}9 \cdot 10^9$ ans. Ce résultat est en accord avec la récente évaluation de Cobb, Davis, Schaeffer, Stoenner, Thompson, 1963 : $0{,}385 \cdot 10^9$ ans.

Il paraît donc possible de déterminer l'âge d'exposition de météorites de fer, en utilisant uniquement des résultats obtenus par spectrométrie gamma non destructive (Tobailem, Nordemann, 1965).

L'irradiation cosmique de la météorite Bogou.

L'étude des variations de la section efficace apparente moyenne en fonction de la taille des météorites (Annexe I) nous permet de calculer une valeur du flux d'irradiation cosmique de la météorite Bogou. Nous considérons l'activité mesurée pour le manganèse 54, de période 313,5 jours ; la période d'irradiation correspondant au résultat que nous obtiendrons recouvre donc environ les deux années précédant la chute.

Pour une masse de 8,8 kg, la section efficace apparente de formation du manganèse 54, au centre de la sphère de fer irradiée est de 620 mb. La valeur moyenne correspondante, égale aux sept dixièmes de la valeur trouvée, vaut donc 430 mb.

A l'équilibre, l'activité $\frac{dN}{dt}$ en manganèse 54 est donnée par la formule :

$$\frac{dN}{dt} = 60\, N\, \Phi\, \overline{\sigma}\, 10^{-27}$$

$\frac{dN}{dt}$: activité en manganèse 54 (dpm kg^{-1})
N : concentration en atomes de fer (atomes de fer par kilogramme de météorite)
Φ : flux d'irradiation correspondant (protons primaires par cm^2 et par seconde)
$\overline{\sigma}$: section efficace moyenne de formation du manganèse 54 (mb)

soit :

$$\Phi = \frac{\frac{dN}{dt}}{60\, N\, \overline{\sigma} \cdot 10^{-27}}$$

avec :

$$N = 0{,}926 \frac{1\,000}{55{,}85} \times 6{,}02 \cdot 10^{23} = 9{,}98 \cdot 10^{24} \text{ at. } kg^{-1}$$

Soit, en utilisant la valeur de l'activité en manganèse 54, à la date de la chute (483 dpm kg^{-1}) et la section efficace moyenne précédemment déterminée (430 mb).

$$\Phi = 1{,}9 \text{ p } cm^{-2}\, sec^{-1}$$

Cette valeur est voisine des valeurs admises actuellement à la suite de mesures directes. Elle sera comparée plus loin avec les résultats obtenus à partir des mesures effectuées sur l'échantillon de la météorite Granès.

L'irradiation cosmique de la météorite Granès.

L'évaluation de l'activité du manganèse 52 (période 5,6 jours) dans la météorite Granès au moment de sa chute permet de retracer approximativement le passé récent de l'exposition au rayonnement cosmique.

L'activité du manganèse 52 est comparée à celle du manganèse 54, formé selon des réactions comparables à partir du fer 56 et 54. L'activité du manganèse 54, de période 313,5 jours, intègre le flux cosmique sur un laps de temps suffisamment important pour que l'étude du rapport $\frac{^{52}Mn}{^{54}Mn}$ reflète les anomalies éventuelles de l'irradiation des derniers jours précédant la chute.

Les sections efficaces de formation du manganèse 52 et du manganèse 54 à partir du fer ont été déterminées dans différentes conditions d'irradiation ; leur rapport en fonction de l'énergie des protons est 0,39 à 730 MeV, d'après Honda et Lal (1964) et 0,50 ; 0,30 ; 0,37 et 0,37 respectivement à 800, 1 500, 2 200 et 2 900 MeV d'après Rayudu (1965). Ces valeurs impliquent qu'on devrait s'attendre à trouver une activité en manganèse 52 au moins égale au tiers environ de celle du manganèse 54, dans le cas d'une irradiation uniforme avant la chute de la météorite. Or, nous avons trouvé un rapport d'activité $^{52}Mn/^{54}Mn$ égal à

$0{,}12 \pm 0{,}12$. Ce résultat nous permet de supposer que la météorite Granès a été irradiée moins fortement pendant les quelques jours qui précédèrent sa chute (Nordemann, Tobailem, 1965).

Nous savons (annexe I, figures 34A et 34B) comment varie la section efficace apparente pour quelques nuclides au centre d'une sphère de fer irradiée. Dans le cas où des météorites ont des dimensions qui sont au maximum de l'ordre de grandeur des longueurs d'absorption pour les protons, nous pouvons admettre (Annexe I) que la section efficace apparente moyenne pour l'ensemble de la météorite est égale aux sept dixièmes de la section efficace apparente au centre. Par ailleurs, pour des nuclides produits à partir du fer dans une météorite de pierre, il est possible d'utiliser les résultats des calculs précédents en calculant le rayon équivalent du point de vue des longueurs d'absorption dans le fer.

Nous allons donc pouvoir calculer les flux de protons auxquels les météorites ont été soumises, grâce aux résultats relatifs à quelques nuclides, en les supposant à l'équilibre radioactif au moment de la chute.

La météorite Granès pesait environ 9 kg, la densité que nous avons mesurée sur les échantillons en notre possession est de 3,43. Le rayon de la sphère équivalente est donc de 8,6 cm ; ceci correspond approximativement pour la sphère de fer équivalente à un rayon de 3,7 cm.

Les sections efficaces apparentes au centre d'une telle sphère irradiée par des protons de 3 GeV sont obtenues d'après les figures 34A et 34B. Elles sont contenues dans le tableau XVIII.

Tableau XVIII

Sections efficaces apparentes au centre et moyennes pour une sphère de fer de 3,7 cm de rayon (équivalent à la météorite Granès) irradiée par des protons de 3 GeV.

Nuclides	Sections efficaces apparentes	
	au centre (mb)	moyennes (mb)
^{52}Mn	90	63
^{48}V	83	58
^{51}Cr	275	190
^{54}Mn	540	380

A l'équilibre radioactif, les activités $\frac{dNi}{dt}$ en produits de spallation formés sont :

$$\frac{dNi}{dt} = 60 \cdot N \Phi \overline{\sigma_i} \, 10^{-27}$$

$\frac{dNi}{dt}$: activité en produit de spallation (dpm kg^{-1})
N : concentration en atomes de fer (atomes de fer par kg de météorite)
Φ : flux d'irradiation (protons primaires par cm^2 et par seconde)
$\overline{\sigma_i}$: section efficace moyenne (mb)

soit :

$$\Phi = \frac{\frac{dNi}{dt}}{60 \cdot N \overline{\sigma_i} \, 10^{-27}}$$

avec :

$$N = 0{,}2127 \times \frac{1\,000}{55{,}85} \times 6{,}02 \cdot 10^{23} = 2{,}29 \cdot 10^{24} \text{ at.kg}^{-1}$$

$$\Phi = 7{,}28 \, \frac{\frac{dNi}{dt}}{\overline{\sigma_i}}$$

avec les unités précisées plus haut.

Le tableau XIX rappelle les résultats obtenus par spectrométrie gamma et indique les flux d'irradiation correspondants.

Tableau XIX

Activités mesurées dans la météorite Granès (Nordemann, Tobailem, 1965) *et flux d'irradiation correspondants.*

Nuclides	Activité (dpm . kg^{-1})	Flux d'irradiation ($p.cm^{-2}$ sec^{-1})
^{52}Mn	6 ± 6	0,69
^{48}V	17 ± 6	2,13
^{51}Cr	79 ± 25	2,99
^{54}Mn	50 ± 7	0,96

La figure 14A représente les variations des flux d'irradiation calculées d'après les résultats relatifs à quelques nuclides en fonction de leur période. L'équilibre radioactif lors d'une irradiation correspond à l'intégration de la valeur moyenne du flux incident sur quelques périodes radioactives du nuclide considéré. Ainsi, la figure 14A semblerait montrer une variation régulière du flux d'irradiation dans les derniers mois qui précédèrent la chute de la météorite.

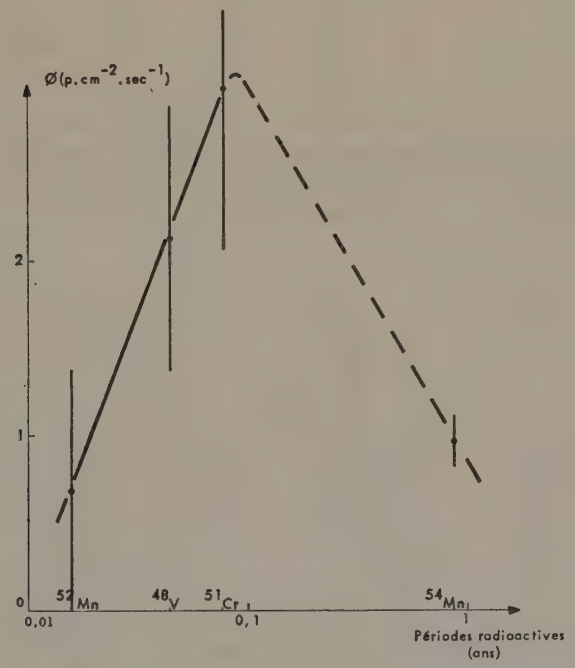

FIG. 14A. — *Variations du flux d'irradiation de la météorite Granès en fonction de la période radioactive du nuclide mesuré.*

Cependant des fortes incertitudes sont attachées à ces déterminations, les barres d'erreur mentionnées ne correspondent qu'aux incertitudes liées aux mesures d'activités et non aux déterminations de sections efficaces. Aussi nos conclusions ne peuvent-elles que refléter des tendances. La décroissance lente du flux d'irradiation lorsque la météorite se rapprochait de la terre, confirme les premiers renseignements tirés initialement de la valeur observée pour l'activité du manganèse 52.

Les déterminations précédentes ont été effectuées en supposant que la masse recueillie de la météorite représentait la masse réelle durant le trajet interplanétaire. Or, une partie de la matière est arrachée à la météo-

rite lors de son passage dans l'atmosphère. Le problème de l'ablation et des masses préatmosphériques est encore mal connu. Aussi avons-nous repris les résultats précédents en calculant le flux d'irradiation correspondant à des masses préatmosphériques supérieures à la masse recueillie (9 kg). Le tableau XX et la figure 14B présentent ces nouvelles évaluations.

Tableau XX

Flux d'irradiation possibles de la météorite Granès calculés pour différents rayons préatmosphériques.

Rayon préatmosphérique équivalent (cm)		8,6	11,5	17,5	23	29	35	46
Rayon préatmosphérique de la sphère de fer équivalente (cm)		3,7	5,0	7,5	10,0	12,5	15	20
$\overline{\sigma_i}$ (mb)	^{52}Mn	63	74	88	95	102	105	107
	^{48}V	58	66	77	88	94	98	102
	^{51}Cr	192	217	262	300	322	329	322
	^{54}Mn	378	427	518	500	595	609	602
Φ (p $cm^{-2}.sec^{-1}$)	^{52}Mn	0,69	0,59	0,50	0,46	0,43	0,42	0,41
	^{48}V	2,13	1,87	1,60	1,40	1,31	1,26	1,21
	^{51}Cr	3,00	2,65	2,20	1,92	1,79	1,75	1,79
	^{54}Mn	0,96	0,85	0,70	0,65	0,61	0,60	0,60

La figure 14B montre que les variations probables du flux d'irradiation de la météorite Granès avant sa chute confirment le résultat partiel obtenu plus haut par la comparaison des activités en manganèse 52 et manganèse 54. La tendance générale à la décroissance du flux lors du rapprochement de la météorite vers la Terre semble confirmée, quelle que soit la masse atmosphérique. Les ordres de grandeur des flux possibles varient peu.

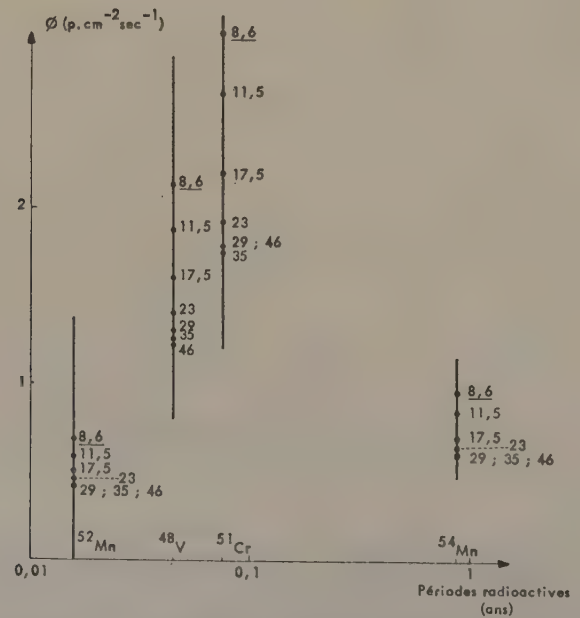

FIG. 14B. — *Variations du flux d'irradiation de la météorite Granès, dans le cas de différents taux d'ablation en fonction de la période radioactive du nuclide mesuré. (Les nombres portés à droite des points représentent les rayons, exprimés en cm, des sphères préatmosphériques équivalentes à la météorite.)*

Il serait séduisant de pouvoir utiliser ces déterminations pour estimer le rayon préatmosphérique de la météorite. Cependant, le choix du critère à appliquer est difficile. Nous fondant sur des variations possibles du flux d'irradiation plus faibles que celles observées, nous avons recherché quelle valeur du rayon préatmosphérique conduisait à la plus faible somme des écarts quadratiques moyens relatifs des flux. La valeur de 35 cm pour le rayon préatmosphérique correspond à ce critère. Le taux d'ablation aurait été, dans le cadre de ces hypothèses, de 98,5 % par rapport à la masse initiale.

Il convient de remarquer l'accord des ordres de grandeur des flux estimés à partir des mesures faites sur la météorite Granès avec la valeur déterminée d'après la météorite Bogou. Nous voyons là une confirmation de la valeur de notre méthode dans ces déterminations. Des études portant sur un nombre plus étendu de météorites de chute récente, faisant partie de la collection du Muséum d'Histoire Naturelle de Paris, sont en cours. Ces études doivent permettre de préciser davantage nos connaissances sur la répartition du rayonnement dans l'espace du système solaire et ses variations dans le temps.

Deuxième partie

LES ÉMISSIONS GAMMA

DES

ROCHES TERRESTRES

CHAPITRE I

LES EMISSIONS GAMMA DES ROCHES TERRESTRES

La radioactivité actuelle des roches terrestres est régie par trois phénomènes principaux : la présence sur la Terre d'éléments radioactifs primitifs, la différenciation géochimique passée de la planète et la faiblesse du rayonnement cosmique au niveau du sol.

La faiblesse du rayonnement cosmique est due à la protection atmosphérique et également à la protection magnétique (fig. 2). Le champ magnétique terrestre dévie les trajectoires des particules chargées et ceci d'autant plus que leur vitesse est faible ; il en résulte un effet de coupure dans le spectre énergétique des protons cosmiques, les protons de plus faible énergie n'atteignant pas la surface terrestre. Ces deux effets de protection atténuent considérablement l'intensité du rayonnement cosmique au niveau du sol. Ainsi les réactions de spallation produites dans les roches ne sont pas nombreuses, et la détection des produits de spallation faits en place n'est pas actuellement possible par les procédés que nous employons.

La différenciation géochimique représente les migrations importantes qui se produisent principalement en phase liquide ou pâteuse à l'intérieur des planètes. Les facteurs les plus importants de l'évolution des poches ou domaines magmatiques sont liés aux conditions physico-chimiques : composition, pression, température, etc.

Différents modèles d'évolution des compositions internes des planètes ont été proposés (Birch, 1958 ; Macdonald, 1959 ; Gast, 1960 ; Ringwood, 1962). Nous ne mentionnerons qu'un des principaux, partant d'une composition initiale voisine de celle des chondrites, et évoluant vers la différenciation en un noyau de ferro-nickel, un manteau ultra-basique et une croûte acide, plus riche en éléments radioactifs (tableau XXI). La concentration en éléments radioactifs primitifs est donc un indicateur précieux de l'état de différenciation d'une planète.

Tableau XXI

Teneurs moyennes du potassium, du thorium et de l'uranium dans les roches ignées et dans les météorites (d'après Rankama, 1963).

Matériaux	Teneurs :		
	K (%)	Th (ppm)	U (ppm)
Roches granitiques	3,5	15	4
Roches intermédiaires	2,0	7	2
Roches basaltiques	0,9	2	0,6
Roches ultrabasiques (Dunites)	0,001	0,2	0,05
Météorites de pierre	0,09	0,07	0,02
Chondrites	0,085	0,08	0,024
Météorites de fer	—	0,015	0,004

Les éléments radioactifs primitifs, à longue période (tableau XXII) sont les survivants des nuclides radioactifs engendrés pendant la nucléosynthèse. Leur période est suffisamment longue (supérieure à 7.10^8 ans) pour qu'il en subsiste des quantités décelables, malgré l'intervalle de temps (supérieur à $4{,}5.10^9$ ans) qui nous sépare de la phase finale de la nucléosynthèse. Ces éléments engendrent d'autres noyaux, stables ou instables. Lorsque ces derniers sont radioactifs, ils peuvent être présents dans les matériaux naturels, malgré leurs périodes qui sont fréquemment considérablement plus courtes, puisqu'ils sont formés en permanence par leur parent à longue période (tableau XXII).

Tableau XXII

Principaux nuclides radioactifs à longue période d'après (Rankama, 1964 ; Strominger, Hollander, Seaborg, 1958).

Nuclide	Mode de désintégration	Produit de désintégration	Période (années)	Abondances isotopiques (%)
^{40}K	β^- 89,05 % C.E. 10,95 %	^{40}Ca ^{40}A	$1,27.10^9$	0,0118
^{50}V	C.E.	^{50}Ti	4.10^{14}	0,24
^{87}Rb	β^-	^{87}Sr	$4,7.10^{10}$	27,85
^{115}In	β^-	^{115}Sn	6.10^{14}	95,77
^{130}Te	$\beta^-\beta^-$	^{130}Xe	$\sim 10^{21}$	34,49
^{138}Ba	$\beta^-\beta^-$	^{138}Ca	$> 10^{15}$	71,66
^{138}La	β^- C.E.	^{138}Ca ^{138}Ba	7.10^{10}	0,089
^{144}Nd	α	^{140}Ce	3.10^{15}	23,87
^{150}Nd	β^-	^{150}Pm ^{150}Sm	$> 10^{16}$	5,60
^{147}Sm	α	^{143}Nd	$6,7.10^{11}$	15,07
^{176}Lu	β^- 33 % C.E. 67 %	^{176}Hf ^{176}Yb	$2,4.10^{10}$	2,60
^{187}Re	β^-	^{187}Os	4.10^{12}	62,93
^{209}Bi	α	^{205}Tl	$2,7.10^{17}$	100
^{232}Th	α	famille ^{232}Th	$1,39.10^{10}$	100
^{235}U	α	famille ^{235}U	$7,13.10^8$	0,72
^{238}U	α	famille ^{238}U	$4,51.10^9$	99,28

Le potassium 40, le thorium 232 et l'uranium 238 jouent un rôle prépondérant dans l'étude de la radioactivité des roches de la croûte terrestre (Coulomb, Goldstein, 1961 ; Cheminée, 1963). Ce fait provient de leur abondance initiale et de l'ordre de grandeur de leur période radioactive. Par ailleurs il est possible de les détecter par spectrométrie gamma, directement ou par l'intermédiaire d'un de leurs descendants. Nous nous limiterons donc à propos de la radioactivité primitive, à la mesure ou à l'étude de ces éléments ou de certains de leurs descendants.

Le potassium 40 est présent dans le potassium naturel, selon un rapport isotopique égal à 0,0118 % et remarquablement constant quels que soient les échantillons analysés (Rankama, 1954). La figure 15 présente le schéma de désintégration du potassium 40 par capture électronique et émission bêta.

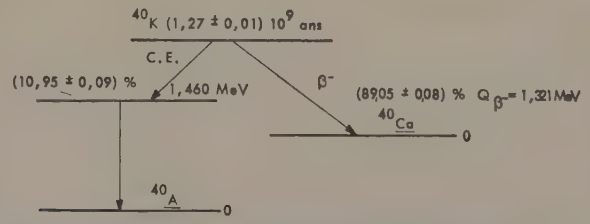

FIG. 15. — *Schéma de désintégration du potassium 40. Le rapport isotopique $^{40}K/K$ du potassium 40, étant de 0,0118 %, un gramme de potassium naturel émet par seconde : 28,0 ± 0,2 β^- et 3,45 ± 0,03 γ* (Nuclear Data Sheets, 1962).

Du point de vue géochimique, le potassium, métal du groupe des alcalins est oxyphile, donc typiquement lithophile. A cause de son grand rayon ionique (1,33 Å) comparé à celui du sodium (0,98 Å), c'est un élément caractéristique des magmas et des solutions résiduelles des cristallisations fractionnées. La faible densité relative

des roches qui sont issues de ces magmas résiduels, granites, syénites et roches feldspathiques, a conduit, dans les couches supérieures de la lithosphère à une concentration plus importante de potassium par rapport à celle du sodium (Goldschmidt, 1958). C'est ainsi que les plus grandes concentrations de potassium sont observées dans les roches acides et non dans les roches basiques, plus denses et caractéristiques des régions profondes de la croûte.

Dans les roches, le potassium peut être un des constituants des minéraux essentiels, ou bien n'apparaître que comme constituant de minéraux accessoires, voire accidentels. Dans le premier cas, les concentrations en potassium seront évidemment plus élevées.

Dans les roches éruptives, on rencontre principalement quatre minéraux potassiques :

— feldspath potassique	$K\,Al\,Si_3\,O_8$ (microcline ou orthose)
— feldspathoïdes	$K\,Al\,Si_2\,O_6$ (leucite)
— micas	$K\,(Al\,Si_3\,O_{10})\,Al_2\,(OH, F)_2$ (muscovite)
	$K\,(Al\,Si_3\,O_{10})\,Mg_3\,(OH, F)_2$ (biotite)

Dans les sédiments, on retrouve des débris minéraux potassiques, avec parfois des enrichissements marqués en potassium dus à son comportement à l'état ionisé — cycles biologiques, adsorption sur les boues et argiles (Chesselet, Nordemann, 1962), etc. —

Dans les roches calcaires, le potassium est peu abondant n'étant pas constituant de leurs minéraux essentiels.

Le thorium 232, à l'opposé du potassium 40, engendre une longue famille (fig. 16). Le principal émetteur gamma que nous détectons est le thallium 208 - thorium C'', alors que le thorium 232 n'est pas lui-même émetteur gamma dans le domaine des énergies qui nous intéressent. Le schéma de désintégration du thallium 208 est complexe ; le tableau XXIII énumère les principales raies émises par les émetteurs gamma de la famille du thorium et leurs abondances respectives, à l'équilibre radioactif.

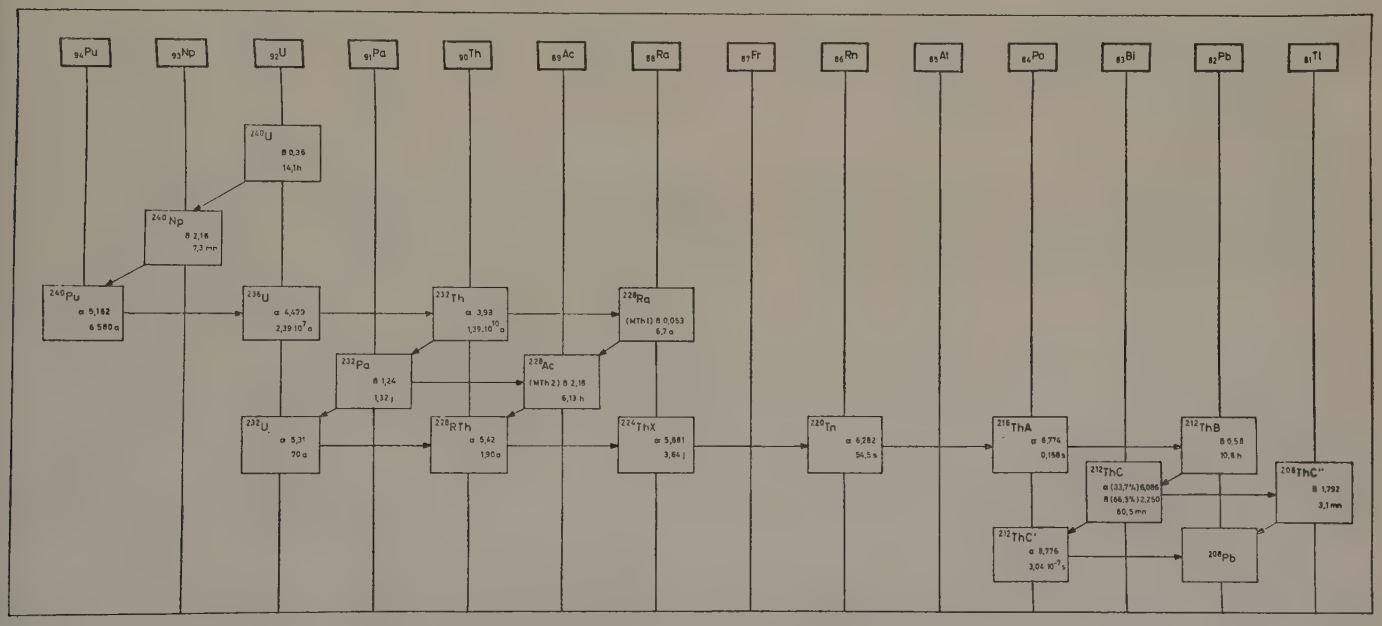

FIG. 16. — *Famille radioactive du thorium 232.*

Tableau XXIII

Les principales raies émises par la filiation du thorium, à l'équilibre radioactif, et leurs abondances respectives. le taux de désintégration du thorium est de 4,1 . 10^3 dps . g^{-1}

Energie (MeV)	Nombre de gamma par désintégration
0,240	0,402
0,277	0,028
0,300	0,031
0,511	0,0842
0,583	0,310
0,729	0,059
0,829	0,053
2,615	0,361

L'uranium 238 engendre une famille comparable à celle du thorium 232 (fig. 17). Le principal émetteur gamma détecté est le bismuth 214 - radium C. Le tableau XXIV énumère les principales raies émises par les émetteurs gamma de la famille de l'uranium et leurs abondances respectives à l'équilibre radioactif.

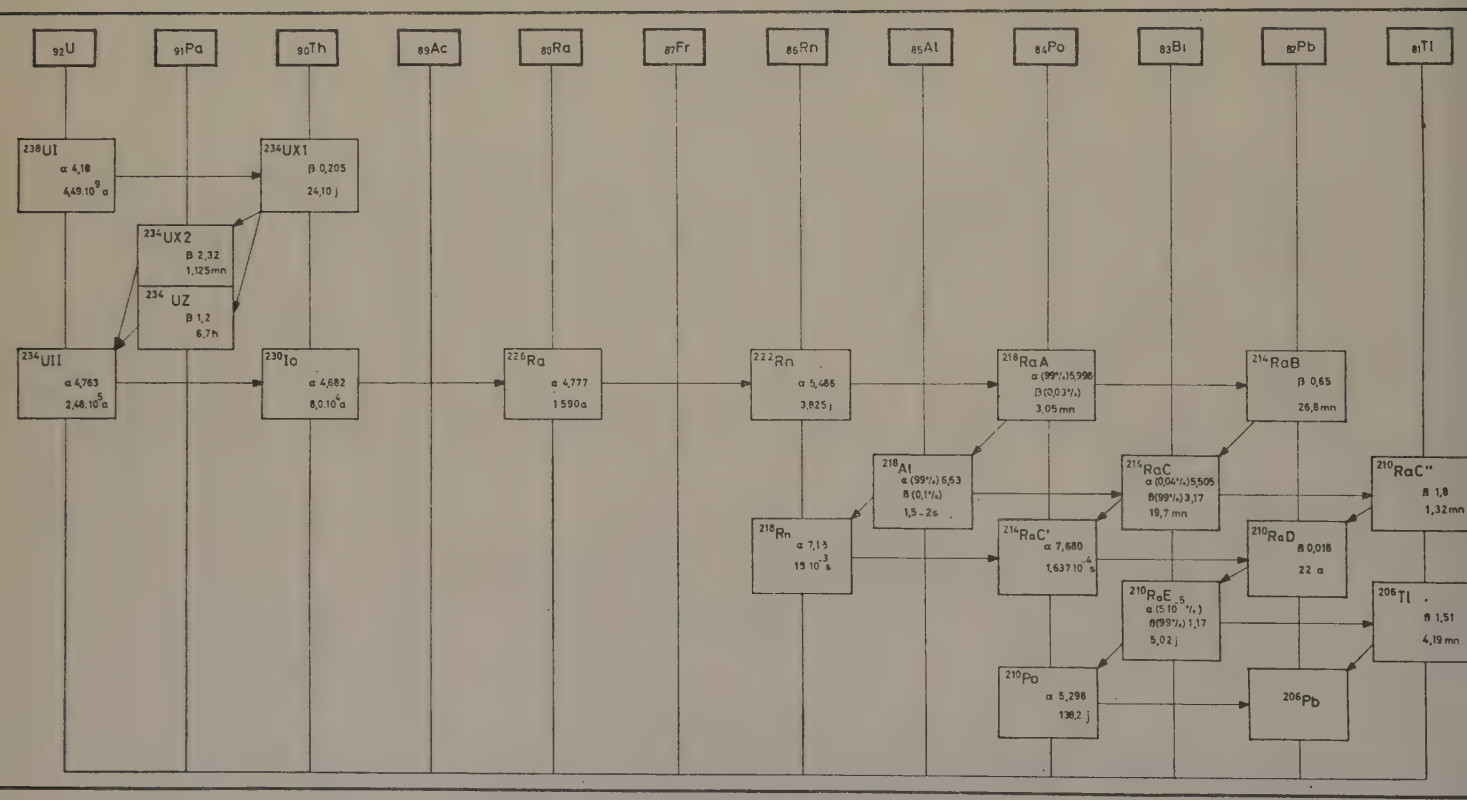

FIG. 17. — *Famille radioactive de l'uranium 238.*

Tableau XXIV

Les principales raies émises par la filiation de l'uranium et du radium, à l'équilibre radioactif, et leurs abondances respectives; le taux de désintégration de l'uranium est de $1,23 . 10^4$ dps.g^{-1}

Energie (MeV)	Nombre de gamma par désintégration
0,241	0,115
0,294	0,258
0,350	0,450
0,607	0,658
0,766	0,065
0,933	0,067
1,120	0,206
1,238	0,063
1,379	0,064
1,761	0,258
2,198	0,074

L'uranium et le thorium ont un comportement géochimique voisin, explicable par la proximité de leur rayon ionique et de leur valence IV commune. Seul l'uranium possède un état de valence III et un état de valence VI, lié à un plus grand degré d'oxydation et donnant naissance au radical uranyle $(UO_2)^{2+}$. Le comportement voisin de l'uranium et du thorium explique les variations relativement peu importantes du rapport $\frac{Th}{U}$, quelles que soient leurs teneurs dans différentes roches. De même que le potassium, l'uranium et le thorium possèdent un caractère lithophile très prononcé.

La distribution de l'uranium quadrivalent dans les minéraux primaires des roches éruptives est déterminée par son rayon ionique (1,05 Å), rendant possible sa présence dans les minéraux contenant du calcium (1,06 Å) ou des terres rares trivalentes telles que l'yttrium (1,06Å) (Goldschmidt, 1958). Il convient de remarquer qu'à l'cpposé du potassium, l'uranium et le thorium sont en général présents dans les inclusions, plutôt que répartis de façon homogène (Coppens, 1957).

Dans le but d'une analyse future du sol lunaire par spectrométrie gamma, nous avons étudié quelques roches terrestres éruptives, au moyen de cette méthode, utilisée soit en laboratoire, soit sur le terrain. Cette étude nous permet d'en préciser les conditions d'application afin de pouvoir doser les éléments radioactifs. Eventuellement, par comparaison avec les mesures déjà effectuées, il peut être possible de déterminer le type de roche rencontré.

CHAPITRE II

LA SPECTROMETRIE GAMMA DES ROCHES TERRESTRES

Nous avons vu dans la première partie pourquoi la spectrométrie gamma est une méthode précieuse, tant par les informations qu'elle peut fournir que par son caractère de mesure physique, ne comportant pas la destruction de l'échantillon analysé.

Dans le cas des roches terrestres, afin de s'affranchir des étalonnages individuels de l'installation pour chaque échantillon, ceux-ci ont été conditionnés afin d'être mesurés dans des conditions reproductibles : les roches sont seulement broyées et une masse constante (0,8 kg) est introduite dans un récipient cylindrique de 10 cm de diamètre et de 8 cm de hauteur muni d'un couvercle étanche. Le choix de la granulométrie de broyage et un tassement approprié de l'échantillon dans la boîte permettent d'obtenir, dans la plupart des cas, une densité apparente sensiblement constante, procurant une géométrie de détection reproductible.

Plusieurs séries d'étalonnages réalisés au moyen de sable de Fontainebleau enrichi de quantités connues de potassium, d'uranium et de thorium ont été effectuées. Les valeurs adoptées pour les rendements de détection figurent dans le tableau XXV et la figure 18.

Tableau XXV

Rendements de détection pour les mesures pratiquées sur les roches terrestres (cristal Na I (Tl) 10 cm × 8 cm, géométrie de détection correspondant à 800 g d'échantillon). (Nordemann, David, 1966.)

Energie (KeV)	Radio-élément	Rendement apparent %	Rendement pour les analyses
583	Th	$2{,}0 \begin{matrix} +\,0{,}4 \\ -\,0{,}1 \end{matrix}$	95 cph/mg Th
607	U		590 cph/mg U
1 460	^{40}K	1,73 ± 0,15	215 cph/g K
2 615	Th	0,77 ± 0,08	41 cph/mg Th

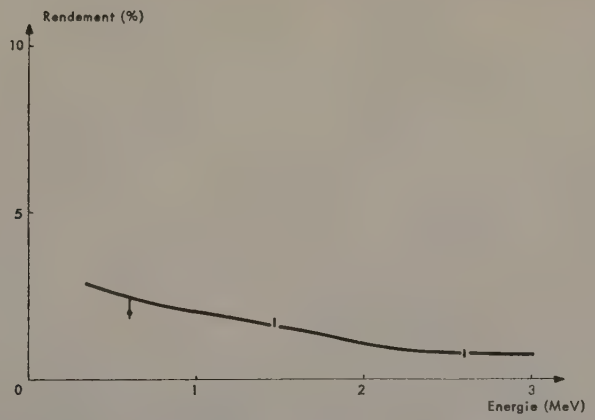

FIG. 18. — *Variations du rendement de détection photoélectrique en fonction de l'énergie (NaI(Tl) de 10 cm × 8 cm, géométrie : 800 g).* (Nordemann, David, 1965-1966.)

Résultats.

La figure 19A et les suivantes présentent les spectrogrammes gamma pour des échantillons appartenant à différentes familles de roches usuelles *. (Nordemann, David, 1966.) Ces spectres présentent tous des allures comparables, montrant les mêmes principaux pics pour la plupart des prélèvements. Ces pics sont dus aux éléments primitifs ou à leurs descendants : potassium 40 (fig. 15), bismuth 214 - radium C, descendant de l'uranium et du radium (fig. 17), thallium 208 - thorium C″, descendant du thorium (fig. 16).

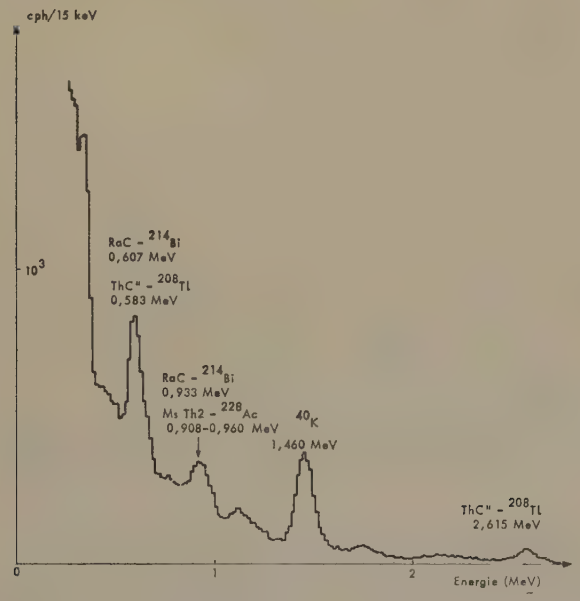

FIG. 19A. — *Spectre gamma de l'échantillon F60 (terre arable) prélevé à la ferme Fromenteau, Limours (Seine-et-Oise) ; cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement séché à 80° C.*

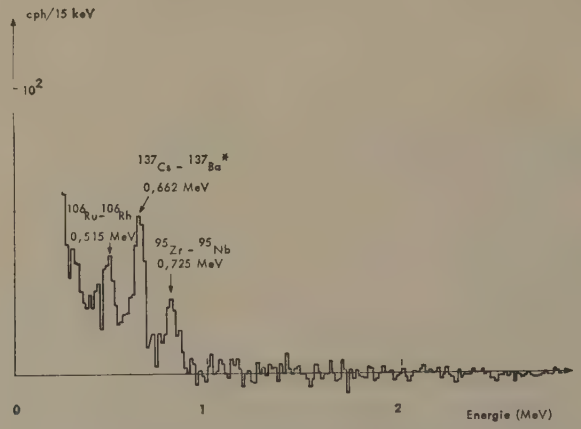

FIG. 19B. — *Spectre gamma de l'échantillon GR 15, marbre, prélevé en surface, au Mont Hymette (Grèce), le 1er août 1964 ; mesure de 10 h, effectuée le 11 décembre 1964, sur 0,800 kg de prélèvement broyé. Les émissions gamma de quelques produits de fission, présents à cette époque dans les retombées atmosphériques, sont détectées : ruthénium 106 - rhodium 106 (périodes 1,0 an et 130 minutes) à 0,515 MeV, césium 137 - baryum 137m (périodes 30,0 ans et 2,6 minutes) à 0,662 keV et zirconium 95 - niobium 95 (périodes 65 jours et 35 jours) vers 0,725 MeV.*

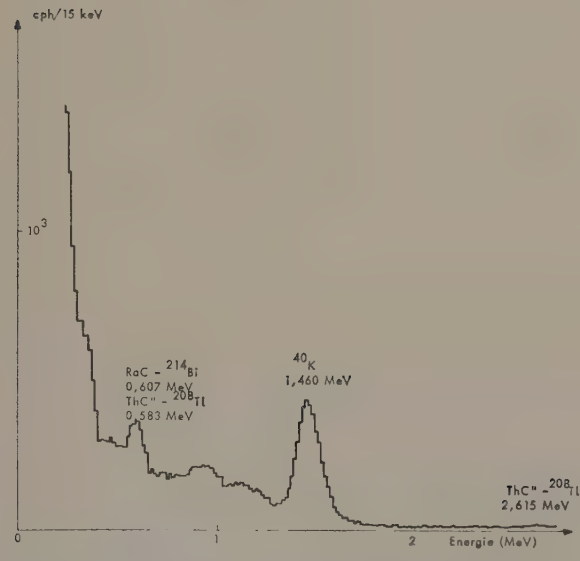

FIG. 19C. — *Spectre gamma de l'échantillon F40, grès vosgien, prélevé à Wangenbourg (Bas-Rhin) ; cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

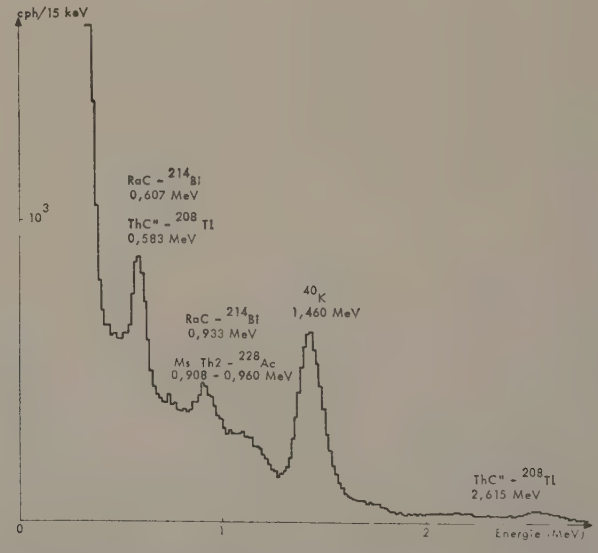

FIG. 19D. — *Spectre gamma de l'échantillon F19, schiste, prélevé à Cerbère (Pyrénées-Orientales) ; cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement.*

* La détermination de la nature des roches a été effectuée au moyen des données des cartes géologiques disponibles.

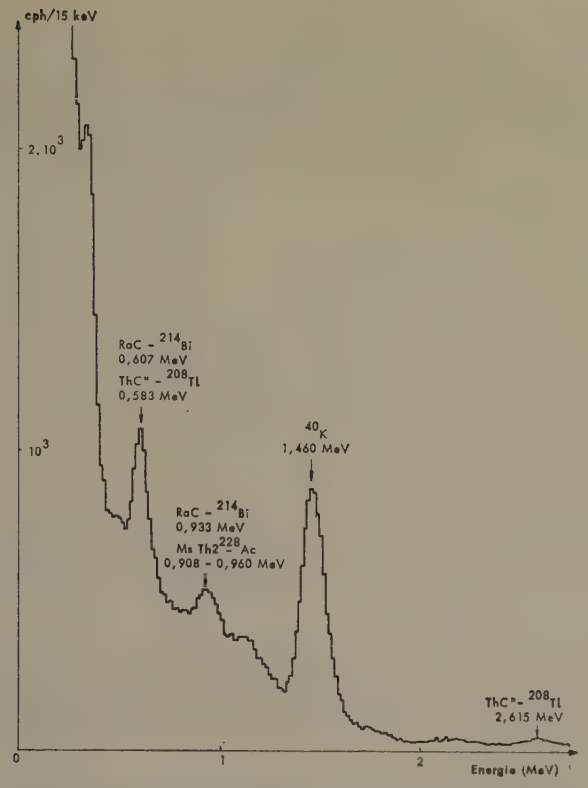

FIG. 19E. — *Spectre gamma de l'échantillon F103, granite, prélevé à Quarré-les-Tombes, Forêt au Duc (Yonne). Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

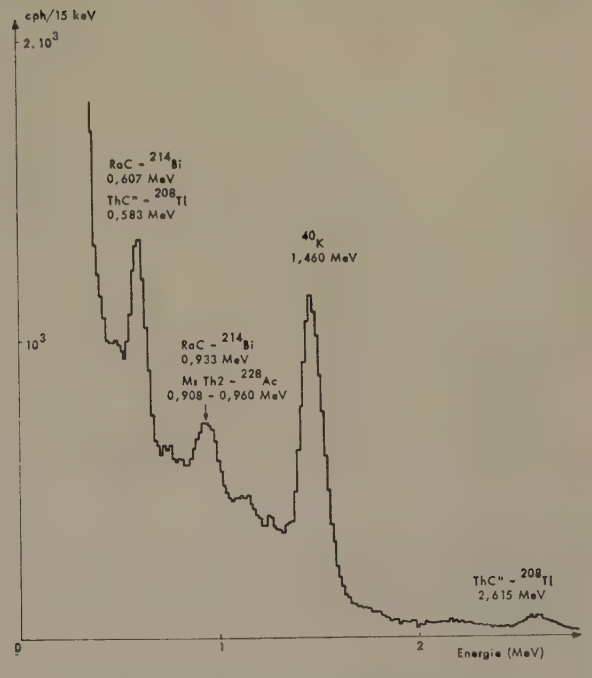

FIG. 19F. — *Spectre gamma de l'échantillon F42, rhyolite, prélevé à la Cascade du Nideck (Bas-Rhin). Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal, mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

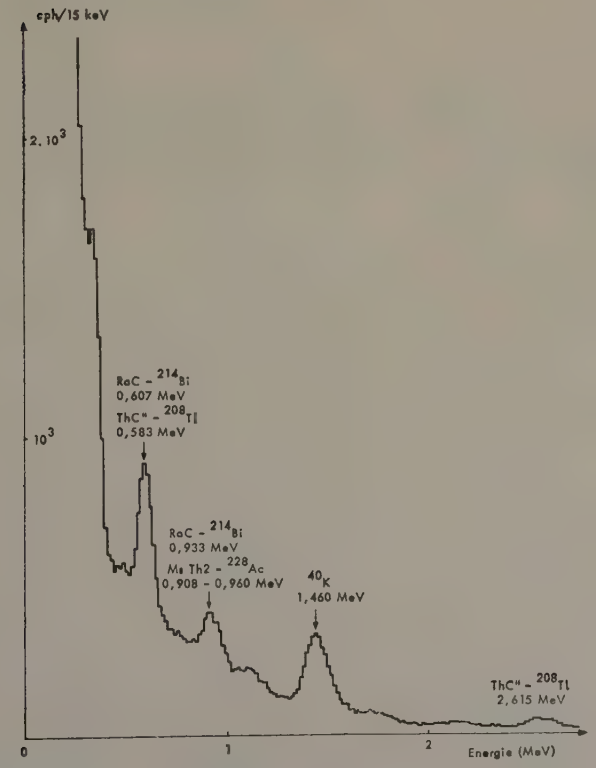

FIG. 19G. — *Spectre gamma de l'échantillon GR35, basalte, prélevé à Kamari, Ile de Santorin (Grèce). Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

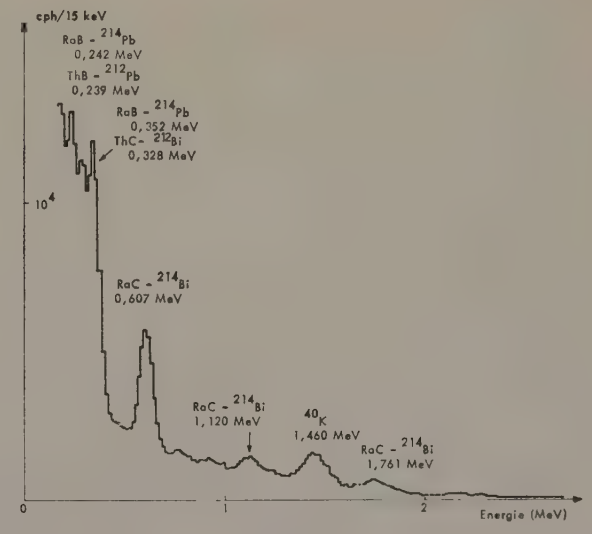

FIG. 19H. — *Spectre gamma de l'échantillon I 1, lave volcanique (vésuvite) prélevé au Vésuve (Italie). Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

Certaines roches présentent une faible radioactivité et, bien que leur étude puisse sortir du cadre de ce travail, nous les mentionnons cependant, à cause de leur rôle important sur la Terre.

Mentionnons, en premier lieu, les eaux douces, fluviales ou lacustres, pour lesquelles les teneurs en potassium sont de l'ordre de 0,25 $mg.l^{-1}$ (Hutchinson, 1957). Ceci nous a permis par exemple, de mesurer avec facilité en 1961 et 1962, dans les eaux du Lac Léman, la radioactivité d'origine artificielle par diverses méthodes de détection nucléaire (Chesselet, Dussart, Nordemann, 1963) afin d'augmenter nos connaissances sur les processus de diffusion et de renouvellement dans un bassin important.

L'eau de mer présente également une radioactivité faible ; les concentrations en uranium et thorium sont respectivement de 2.10^{-3} $mg.l^{-1}$ et inférieures à 2.10^{-5} $mg.l^{-1}$ (Piccioto, 1960), celle en potassium est de $3{,}8.10^{-2}$ $mg.l^{-1}$ (Chesselet, Nordemann, 1962). Ainsi, les émissions du potassium 40 sont les seules émissions naturelles détectables et mesurables par spectrométrie gamma appliquée « in situ ». Certains émetteurs gamma artificiels peuvent, de même, être détectés et mesurés (Chesselet, Nordemann, Lalou, 1964 ; Chesselet, 1966). Cette méthode constitue une excellente démonstration des possibilités de détection de très faibles activités offertes par la spectrométrie gamma appliquée à des volumes infinis d'émetteurs uniformément répartis. Et en somme, la spectrométrie gamma lunaire que nous projetons est l'équivalent, sous un angle solide de détection de 2π des mesures marines « in situ » effectuées sous un angle solide de détection de 4π.

Des calcaires, très purs du point de vue chimique, sont également très faiblement radioactifs : les activités de certains de nos échantillons sont en-dessous de notre limite de sensibilité ; c'est le cas de certains marbres de l'Attique (échantillon GR 15 par exemple) et de calcaires du crétacé, dans le Bassin Parisien (échantillon F 94).

Les péridotites, roches d'origine probablement très profonde et considérées par certains auteurs comme des fragments du manteau (Huang, 1962) sont souvent extrêmement pauvres en éléments radioactifs primitifs (échantillons F. 142 et F. 158 prélevés dans le Limousin et la Corse). Les variétés serpentinisées présentent cependant des teneurs plus élevées en potassium. Les péridotites, en l'état actuel de nos connaissances, présentent un grand intérêt du point de vue de la pétrographie lunaire : leur présence est possible sur la Lune et leur reconnaissance possible, par la faiblesse de leurs émissions gamma.

Certains prélèvements de surface de péridotites, et de la plupart des roches dotées d'une très faible radioactivité naturelle, ont montré la présence de césium 137 - baryum 137, émetteur artificiel de 30 ans de période qui provient des explosions atomiques atmosphériques.

Parmi les roches dont les émissions gamma naturelles sont aisément détectables par spectrométrie gamma, nous retiendrons quelques exemples typiques de roches éruptives dont la présence est possible sur la Lune. Les roches sédimentaires ne sont donc pas considérées.

Nos travaux préalables (première partie, chapitre II) ont montré que les déterminations quantitatives sont réalisables à partir des pics photo-électriques identifiés. Ainsi, les teneurs en éléments radioactifs primitifs ont été déterminées en utilisant les valeurs de rendements indiquées plus haut. Les résultats sont contenus dans le tableau XXVI, où figurent en outre quelques déterminations des teneurs en silice, obtenues par analyse chimique classique.

Tableau XXVI

Les résultats des mesures effectuées sur les prélèvements de notre collection de roches terrestres. Les teneurs en silice ont été obtenues par analyse chimique (Service de Minéralogie, Commissariat à l'Energie Atomique), les teneurs en potassium, thorium et radium ont été obtenues par spectrométrie gamma (Nordemann, David, 1966). *Les teneurs en radium sont exprimées en parties par million d'équivalent en uranium* (ppm U).

Echantillon	Nature	SiO_2 (%)	K (%)	Th (ppm)	Ra (ppm U)
F 1	Grès	93,67	0,84	2,7	0,45
F 2	Argile		2,6	6,6	1,6
F 3	Calcaire		0,2	1,05	1,95
F 5	Calcaire	3,03	0,1	0,0	0,0
F 7	Granite	72,36	4,73	22,9	10,6
F 8	Granite		3,91	29,0	12,3
F 9	Granite	95,50	0,52	0	1,2
F 10	Granite		4,20	23,1	12,95
F 11	Calcaire		0,25	1,6	3,9
F 19	Schiste	60,56	2,76	8,2	2,5
F 30	Trachy-andésite	57,58	2,64	15,1	4,1
F 31	Andésite		1,97	6,3	2,7
F 32	Andésite	54,45	1,25	5,0	1,05
F 33	Andésite	57,23	0,73	4,4	2,1
F 37	Schiste		1,48	5,8	1,6
F 38	Granite	76,48	3,08	0,0	14,6
F 40	Grès	87,90	2,07	3,8	0,75
F 41	Rhyolite		0,82	4,9	2,1
F 42	Rhyolite	65,42	4,39	16,1	3,1
F 43	Grès		2,38	7,4	2,5
F 44	Granite	70,61	3,33	11,4	1,95
F 45	Granite	56,53	3,33	11,6	3,7
F 51	Granite	70,03	3,33	11,3	3,45
F 60	Terre arable		1,25	11,7	3,75
F 60 bis	Terre arable	79,96	1,20	26,0	0,5
F 61	Terre arable		1,00	10,0	2,2
F 62	Terre arable		1,20	10,9	2,35
F 65	Terre arable		1,25	15,5	1,70
F 66	Terre arable		1,05	9,1	1,00
F 67	Terre arable		1,30	13,6	1,70
F 71	Terre arable	74,88	0,95	9,0	3,5
F 83	Terre arable		1,15	10,3	4,4
F 89	Schiste		1,12	8,0	2,25
F 90	Schiste		0,58	8,1	3,1
F 91	Schiste		1,35	7,2	1,6
F 92	Granite	73,54	3,65	14,2	3,7
F 93	Granite		3,45	19,0	0,9
F 94	Calcaire		0	0	0

Echantillon	Nature	SiO_2 (%)	K (%)	Th (ppm)	Ra (ppm U)
F 99	Argile		0,80	4,4	0,75
F 102	Granite	74,20	4,35	13,7	3,3
F 103	Granite	76,65	3,80	9,5	3,2
F 104	Granite	71,91	3,7	10,9	5,2
F 105	Granite	71,71	4,16	38,0	7,15
F 106	Granite		4,50	27,9	3,9
F 108	Rhyolite	76,52	4,5	37,7	3,35
F 109	Granite		4,64	41,3	4,65
F 110	Syénite	69,57	4,4	23,8	5,5
F 111	Granite	69,99	4,2	24,8	3,4
F 112	Granite		4,1	22,3	1,95
F 113 bis	Granite		4,2	22,5	6,9
F 115	Granite		4,0	26,8	3,7
F 116	Granite		4,9	13,6	5,0
F 117	Granite	72,76	3,5	36,9	7,3
F 122	Granite		4,15	34,7	0,35
F 126	Granite		4,55	17,5	5,4
F 127	Syénite		5,0	32,3	7,4
F 128	Granite		4,65	15,8	10,3
F 129	Granite		4,2	58,3	6,4
F 130	Granite		3,85	25,3	4,1
F 136	Schiste		1,07	3,5	1,2
F 137	Schiste		0,85	3,1	2,5
F 138	Schiste		0,21	0	1,7
F 142	Péridotite	38,15	0	0	0
F 158	Péridotite	38,51	0	0	0
GR 1	Calcaire	1,44	0,05	0	0,55
GR 4	Argile	55,23	1,10	27,3	2,1
GR 5	Calcaire		0,15	0	6,5
GR 8	Schiste		1,1	8,15	2,7
GR 11	Calcaire		0,23	5,6	1,05
GR 12	Argile		2,2	17,3	4,35
GR 13	Calcaire	0,16	0,03	0,35	0,15
GR 14	Argile		1,75	13,1	5,5
GR 15	Calcaire		0	0	0,3
GR 16	Calcaire		0,25	1,45	0,3
GR 33	Schiste	61,96	2,5	8,0	2,95
GR 35	Basalte	60,26	1,25	9,3	3,5
GR 36	Ponce		1,20	2,3	6,3
GR 37	Tuf basaltique		0,90	10,2	6,0
GR 42	Tuf basaltique		0,55	1,9	4,45
GR 50	Tuf basaltique		1,0	4,5	2,6
YU 12	Péridotite		0,60	1,25	0,20
I 1	Basanite		4,65	0	40,1

Ces déterminations sont utilisées pour rechercher les corrélations possibles entre les différents éléments analysés (figures 20A, 20B, 20C, 20D). Cependant notre but n'est pas de tirer des conclusions d'ordre géochimique ou géologique, le petit nombre de prélèvements ne le permettant pas, mais de montrer, au moyen de quelques exemples, comment il est possible d'essayer de déterminer à partir des teneurs en éléments radioactifs, la nature de la roche mesurée.

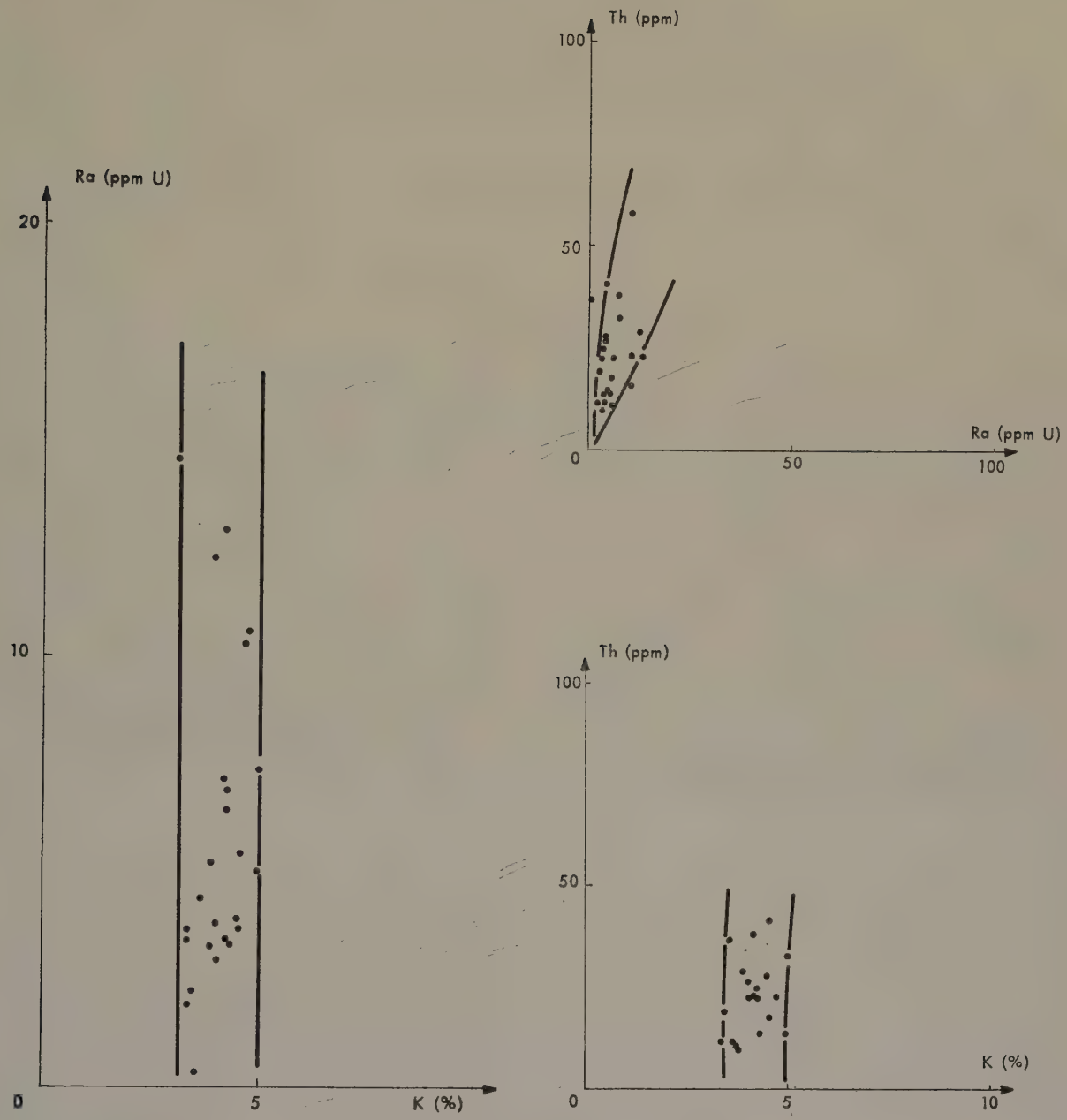

FIG. 20A. — *Corrélations entre les teneurs en potassium et radium dans les différents prélèvements de granite.* (Nordemann, David, 1965-1966.)

FIG. 20B. — *Corrélations entre les teneurs en potassium, thorium et radium dans différents prélèvements de granite.* (Nordemann, David, 1965-1966.)

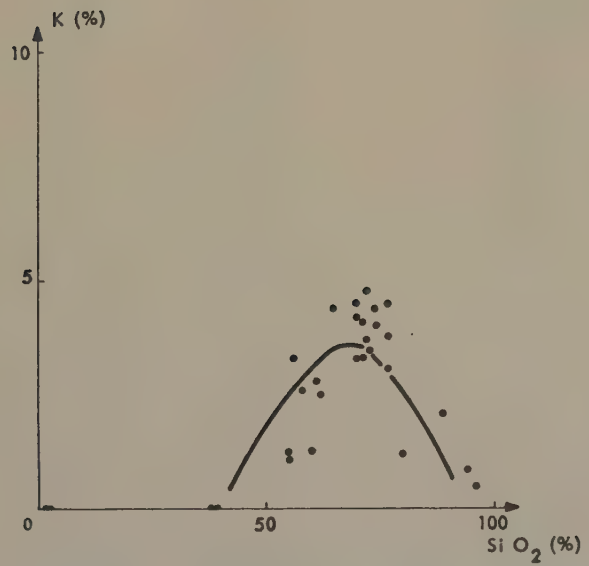

FIG. 20C. — *Corrélation entre les teneurs en potassium et silice dans différents prélèvements de granite.* (Nordemann, David, 1965-1966.)

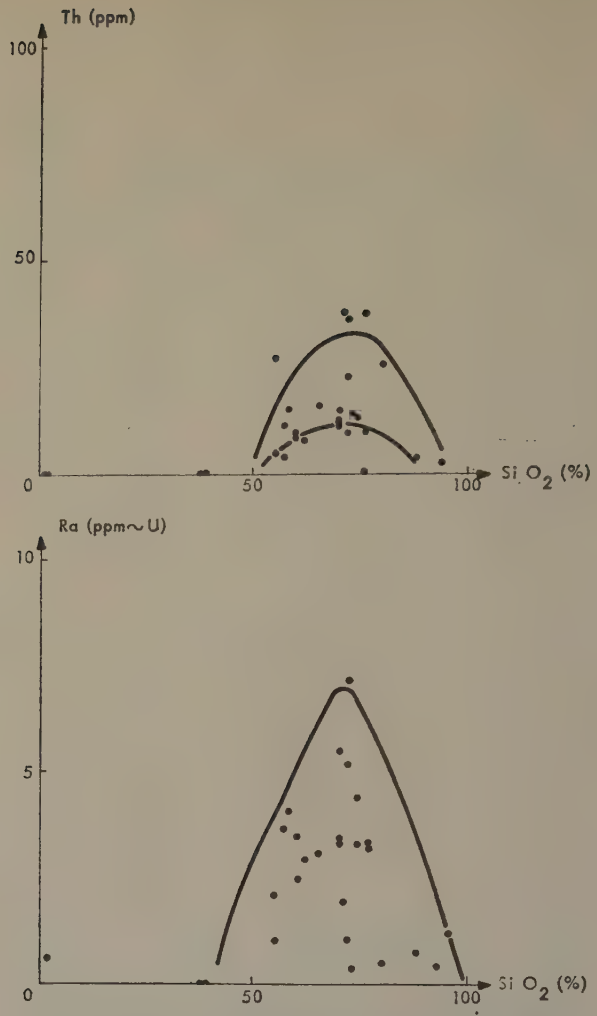

FIG. 20D. — *Corrélations entre les teneurs en thorium, radium et silice dans les différents prélèvements de granite.* (Nordemann, David, 1965-1966.)

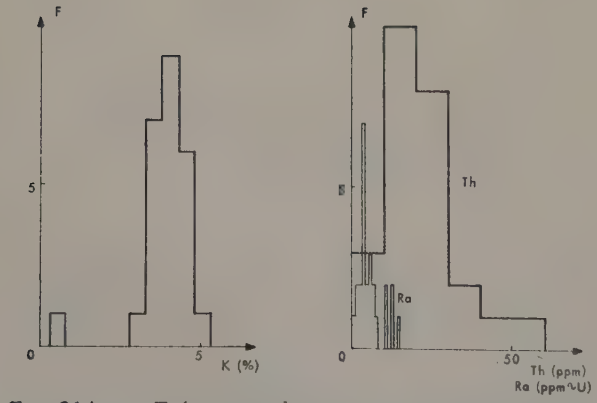

FIG. 21A. — *Fréquences des teneurs en potassium, thorium et radium dans 25 prélèvements de granite.* (Nordemann, David, 1965-1966.)

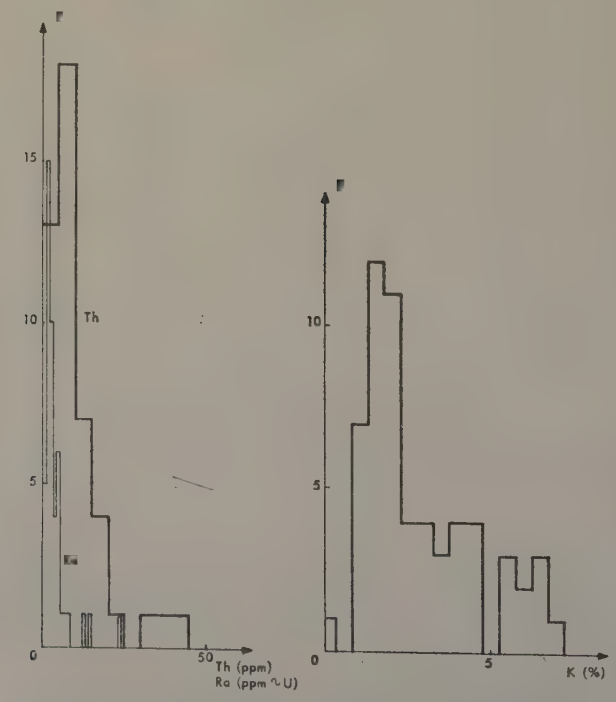

FIG. 21B. — *Fréquence des teneurs en potassium, thorium et radium dans 59 prélèvements de roches volcaniques* (d'après Cheminée, Nordemann, 1963).

Ainsi la figure 21A montre clairement le groupement autour de 4 % des teneurs en potassium dans les vingt-cinq prélèvements de granite analysés. Les teneurs en radium et thorium présentent une plus grande dispersion, variant respectivement de 0 à 14 ppm et de 0 à 60 ppm. Les corrélations entre les teneurs en éléments radioactifs et silice sont très lâches. Les granites présentent ainsi une assez grande dispersion des valeurs ; ceci est lié à l'extrême diversité des variétés de granite, et dans une même variété, dans un même massif, aux conséquences des migrations hydrothermales, souvent importantes (Roubault, 1958). La figure 21B présente, de même, les fréquences des teneurs en éléments radioactifs dans cinquante-neuf prélèvements de roches volcaniques d'Auvergne, du Velay et de la province sicilienne, analysés au cours d'une étude précédente (Cheminée, Nordemann, 1963). Les valeurs observées sont également dispersées, tout en étant, dans la plupart des cas, inférieures à celles des granites.

Ainsi, à l'intérieur des limites extrêmes des valeurs rencontrées, la possibilité de reconnaissance des grands groupes de roches existe. Et, si l'identification des roches volcaniques et des granites peut être délicate, celle-ci est aisée en ce qui concerne les péridotites et, éventuellement, des roches de composition chondritique (figures 11, 12 et 19A).

Par ailleurs, nous devons mentionner les mesures de spectrométrie gamma effectuées sur soixante échantillons de tectites (Nordemann, Pellas, Schineizer, Tobailem, 1966) provenant principalement du Vietnam (prêtées obligeamment par le Professeur Orcel) et des Iles Philippines (prêtées obligeamment par le Docteur Chao).

Les tectites sont de petits objets vitreux que l'on trouve sur terre, dans certaines régions : en Tchécoslovaquie, au Texas, en Australie et dans l'Asie du Sud-Est (Taylor, 1961). Leur composition chimique est en général très différente de celle des terrains où on les trouve. Le problème de leur origine est très discuté : les tectites ont-elles été formées comme des impactites lors de la chute de météorites anciennes ? Sont-elles des météorites exceptionnelles ou proviennent-elles du sol lunaire à la suite de chutes météoritiques sur la Lune ? (O'Keefe, Adams, 1965). Un argument en faveur de la formation des tectites au moment d'événements exceptionnels réside dans le groupement des âges de rétention de l'argon 40 radiogénique : $0{,}7.10^6$ ans pour les indochinites (Vietnam), australites (Australie) et tectites voisines, $14{,}5.10^6$ ans pour les moldavites (Tchécoslovaquie) et 34.10^6 ans pour les bédiasites (Texas) d'après Zahringer (1962).

La radioactivité des tectites est principalement due au potassium 40, au thorium et à l'uranium. Les spectres gamma observés montrent les principaux pics dus au potassium 40, au thorium C'' - thallium 208 et au radium C - bismuth 214, de même que les principales roches terrestres. Ces spectres sont tous semblables entre eux et très voisins de ceux des roches volcaniques. A titre d'exemple, le spectre gamma relatif à la mesure de 0,6 kg de tectites provenant de Dalat (Vietnam) est présenté sur la figure 22.

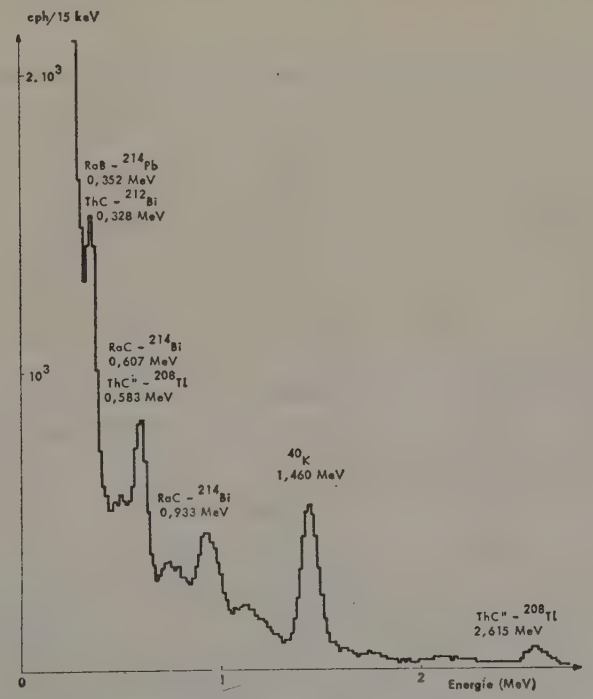

FIG. 22. — *Spectre gamma d'un lot de 0,581 kg de tectites ramassées à Dalat (Vietnam). Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm. Réglage : 15 keV/canal.*

Il est, de plus, séduisant de rechercher les produits de spallation éventuellement présents dans les tectites afin d'essayer de répondre aux questions relatives à leur origine. Le groupe des australites et indochinites offre le plus de ressources puisque, si l'on assimile leur âge de rétention de l'argon 40 à leur chute éventuelle sur la terre, des produits de spallation radioactifs de période suffisamment longue peuvent y être encore détectables : chlore 36 ($3{,}1.10^5$ ans), aluminium 26 ($7{,}38.10^5$ ans), béryllium 10 ($2{,}5.10^6$ ans)... Ces produits de spallation peuvent avoir été formés durant le voyage interplanétaire ou dans la couche superficielle du sol lunaire (Introduction ; troisième partie, chapitre III) avant l'arrachement par l'impact d'une météorite. La formation de produits de spallation durant le trajet Lune-Terre semble cependant peu probable d'après Chapman (1964) qui a calculé des trajectoires probables de l'ordre d'une semaine au maximum.

Les mesures visant à la détection des produits de spallation dans les tectites sont toujours délicates et ont jusqu'à présent nécessité des séparations chimiques préalables étant données les concentrations relativement élevées en éléments radioactifs primitifs, potassium 40, thorium et uranium (figure 22). Nous avons cependant exploité nos mesures de spectrométrie gamma non destructives dans le but de rechercher l'aluminium 26 éventuellement présent (Nordemann, Pellas, Schineizer, Tobailem, 1966). Sur quelques échantillons, afin de disposer d'une plus grande sensibilité, des mesures en coïncidences ont été réalisées au moyen de deux détecteurs identiques.

Les résultats de l'ensemble de nos mesures n'ont pas conduit, jusqu'à présent, à la détection de l'aluminium 26. Les incertitudes, liées en majeure partie à la présence des émissions du thorium C″ - thallium 208, conduisent à l'évaluation de notre limite de sensibilité pour l'aluminium 26 dans les tectites à (20 ± 5) $dpm.kg^{-1}$. L'étude est poursuivie actuellement après séparation chimique d'un plus grand nombre de produits de spallation dans quelques échantillons d'indochinites (Baillard, Mabuchi, Nordemann, Pellas, Tobailem, 1966).

CHAPITRE III

LA SPECTROMETRIE GAMMA APPLIQUEE AUX MESURES SUR LE TERRAIN OU EN ALTITUDE

L'étude théorique de la radioactivité du sol lunaire que nous allons entreprendre est accompagnée d'un projet d'analyse par spectrométrie gamma porté par un satellite à orbite circum-lunaire.

Ces mesures, réalisables dans un proche avenir, diffèrent des mesures effectuées en laboratoire par la géométrie de détection. Nous savons qu'il en résulte une modification appréciable des rendements de détection. Nous reprendrons ici l'étude des conditions physiques de la détection afin de prévoir théoriquement les variations du rendement de détection en fonction de l'énergie. Ces résultats seront confrontés avec l'interprétation des mesures effectuées sur le terrain qui représentent, à petite échelle, les futures mesures lunaires.

La détection directe des émissions gamma des sols est pratiquée depuis longtemps pour la prospection des minerais d'uranium (Roubault, 1958). La nécessité de distinguer, sans analyse géochimique, les enrichissements en uranium ou en thorium a conduit au développement de méthodes scintillométriques comportant une discrimination en amplitude des impulsions de détection (Berbezier, Blangy, Guitton, Lallemand, 1958 ; Adams, Fryer, 1964).

Différents auteurs ont déjà cherché à appliquer la spectrométrie gamma à des mesures sur le terrain, citons par exemple les mesures de Boltneva et al. (1964), appliquées à des massifs granitiques, par spectrométrie gamma aéroportée.

Cependant, les perfectionnements apportés à la méthode spectrométrique gamma pour la détermination des faibles radioactivités (Chesselet, Nordemann, 1962) nous a permis d'envisager l'application des mesures sur le terrain aux différentes roches, quelles que soients leurs teneurs en potassium, thorium et uranium.

Afin de rendre ces déterminations quantitatives, il est nécessaire de disposer des rendements de détection correspondant à la mise en présence du détecteur et du milieu émetteur. Les étalonnages réalisés avec des radioéléments en milieu infini posent souvent de nombreux problèmes qu'il est déjà difficile de résoudre en milieu liquide (Chesselet, Grjebine, Lambert, Nordemann, 1961) : il est en particulier nécessaire de connaître, lorsque l'on opère en milieu étendu, mais pas tout à fait équivalent au milieu infini, quel est l'écart des résultats entre ces milieux. En milieu solide, la manipulation de radioéléments dans des volumes qui doivent être de l'ordre du mètre cube augmente les difficultés : la répartition uniforme des radioéléments nécessite des brassages prolongés du milieu choisi : sables ou pâtes à ciment ; toute contamination doit évidemment être évitée, non pour la sécurité des personnes, les activités manipulées restant en-dessous des doses maximales permises, mais pour la possibilité ultérieure d'effectuer des mesures avec des limites de sensibilité très faibles (à titre d'exemple, mentionnons la limite de sensibilité de la spectrométrie gamma appliquée « in situ » à l'eau de mer qui est de l'ordre de 2 pCi l^{-1} pour le zirconium 95 - niobium 95 alors que la dose maximale admissible dans l'eau, pour l'exposition continue est de 600 000 pCi l^{-1}).

Aussi, afin de connaître les rendements de détection pour nos mesures en milieu infini, nous avons effectué des spectres gamma sur le terrain et sur des prélèvements faits aux mêmes endroits. Ceci nous dispense de la manipulation à grande échelle de sources radioactives calibrées, puisque nous utilisons les émetteurs radioactifs primitifs dans leur répartition naturelle. Les prélèvements sont analysés par la même méthode en laboratoire comme nous l'avons décrit plus haut (deuxième partie, chapitre II). Cependant les difficultés restent nombreuses. Il est donc nécessaire d'assurer ce mode opératoire expérimental au moyen d'une base théorique ; cette base nous permet, en outre, de prévoir les variations des paramètres de la détection (rendement, surface analysée...) en fonction des conditions de mesures (altitude, dimensions du cristal détecteur, énergie gamma considérée...).

Rappelons la formule élémentaire de la détection d'un émetteur ponctuel de rayonnement gamma :

$$N = A \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r} \left[1 - e^{-\mu_{XT} a} \right] \frac{\mu_X}{\mu_{XT}}$$

N : taux de comptage (nombre d'impulsions détectées par unité de temps) ;

A : activité de la source (nombre de désintégrations par unité de temps) ;

Ω : angle solide sous lequel le détecteur est vu de l'émetteur ;

μ : coefficient d'absorption totale du rayonnement considéré par la matière séparant l'émetteur du détecteur ;

r : distance comprise entre l'émetteur et le détecteur ;

μ_X : coefficient d'absorption totale du cristal scintillateur (dans le cas de l'analyse des taux de comptage compris dans le pic d'absorption totale) ;

μ_{XT} : coefficient d'atténuation dans le scintillateur ;

a : épaisseur du détecteur traversée par le rayonnement incident.

La formule utilisée comporte une approximation importante qui concerne le détecteur : pour les géométries usuelles, l'épaisseur (a) de détecteur traversée par les différents rayons issus de la source n'est pas constante. Mais il est possible, en tenant compte de la forme ramassée du détecteur, de considérer que les rayons parcourent un trajet moyen à travers le détecteur. Cette approximation n'est justifiée rigoureusement que pour des émetteurs situés à des distances grandes devant les dimensions du détecteur.

Il est alors possible d'écrire la formule :

$$\frac{\mu_X}{\mu_{XT}} \left[1 - e^{-\mu_{XT} a} \right] = K_D$$

définissant la grandeur K_D comme le rendement intrinsèque de détection, dépendant principalement des caractéristiques (absorption, dimensions) du détecteur.

La formule initiale devient :

$$N = K_D A \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r}$$

Dans le cas de sources réparties en volume, il est nécessaire de procéder à l'intégration de la formule précédente, dans les limites de l'espace géométrique occupé par l'émetteur, afin d'obtenir l'expression du rendement de détection.

Dans le cas d'échantillons de volume fini, le taux de comptage N, dans le pic photoélectrique est :

$$N = \iiint_E K_D \frac{dA}{dV} \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r} dV$$

où E est l'espace occupé par l'émetteur, présent avec l'activité volumique, $\frac{dA}{dV}$, l'élément différentiel étant désigné par dV.

Le rendement R, rapport du taux de comptage considéré à l'activité totale de l'émetteur est alors :

$$R = \frac{\iiint_E K_D \frac{dA}{dV} \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r} dV}{\iiint_E \frac{dA}{dV} dV}$$

Soit, dans le cas d'un émetteur uniformément réparti en volume :

$$R = \frac{\iiint_E K_D \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r} dV}{\iiint_E dV}$$

Dans le cas de la détection d'émetteurs uniformément répartis dans un volume infini, les formules précé-

dentes restent valables ; mais l'expression du rendement R est nulle. On préfère alors exprimer le rendement par rapport à l'activité spécifique :

$$R^* = \frac{N}{\frac{dA}{dV}}$$

(R* est exprimé par exemple en cps/dps/l ou en cph/pCi/l).

Avec une répartition homogène, on obtient :

$$R^* = \iiint_E K_D \frac{\Omega}{4\pi} e^{-\mu r} \, dV$$

Le rendement R*, que nous venons d'exprimer, est homogène à un volume et il est possible de faire correspondre à cette propriété une image physique. Dans un milieu infini, constitué d'un émetteur uniformément réparti en volume, l'emplacement du détecteur occupe un volume non émetteur. L'isotropie du rayonnement et la répartition uniforme de l'émetteur implique que le flux de rayonnement traversant n'importe quelle surface dans un sens donné est égal au flux la traversant dans l'autre sens. C'est aussi le cas de la surface délimitant le détecteur en supposant le détecteur remplacé par la même matière émettrice. Si le détecteur est supposé mis en place, il reçoit un flux de rayonnement égal à celui qui s'échapperait de la matière émettrice occupant de façon hypothétique le même volume.

Ainsi, dans le cas où les longueurs d'absorption du rayonnement sont grandes devant les dimensions du détecteur, celui-ci est traversé par la totalité des émissions d'un volume égal de matière émettrice.

En particulier, si le rendement propre du détecteur (ne comprenant pas les facteurs géométriques) était de 1, le nombre des émissions détectées serait égal à celui des émissions du volume de matière émettrice déplacé. On retrouve ici une certaine analogie avec la loi d'Archimède exprimant la poussée subie par un corps immergé dans un fluide.

Dans le cas où le rendement propre du détecteur est inférieur à 1, le volume détectable à 100 % est inférieur au volume du détecteur.

Le rendement volumique s'obtient en achevant l'intégration, lorsqu'elle est possible, dans le cas du milieu infini entourant le détecteur, on obtient :

$$R^* = \int_0^\infty K_D \, S \, e^{-\mu r} \frac{4\pi r^2}{r^2} \, dr = K_D \, S \frac{e^{-\mu r}}{\mu}$$

S étant la surface apparente du détecteur.

Dans le cas où la dimension du détecteur est négligeable devant la longueur d'absorption $\lambda = \frac{1}{\mu}$ du milieu émetteur, on à :

$$R^*_\infty = K_D \, S \frac{1}{\mu} = K_D \, S \, \lambda$$

De même, lorsque le détecteur est à l'extérieur d'un demi-espace émetteur et absorbant, limité par un plan, on obtient :

$$R^*_\infty = \frac{1}{2} K_D \, S \frac{1}{\mu} = \frac{1}{2} K_D \, S \, \lambda$$

Cette formule approximative montre de façon simple comment le rendement peut varier en fonction de la matière (K_D) et des dimensions ($K_D S$) du détecteur, de l'énergie ($K_D \lambda$) du rayonnement détecté et de la matière absorbante (λ) où est réparti l'émetteur. Mais le rendement ne varie pas en fonction de la distance séparant le détecteur du milieu infini. Ce résultat, en quelque sorte évident, n'est cependant valable qu'aux faibles altitudes et lors du survol de zones à répartition homogène en matière émettrice et absorbante.

Les variations du rendement de détection en fonction de l'énergie du rayonnement sont celles du produit $K_D \lambda$. Les deux grandeurs K_D et λ varient en sens inverse, le rendement de détection propre du détecteur K_D diminuant lorsque l'énergie croît alors que la longueur d'absorption λ dans le milieu extérieur varie en sens inverse (fig. 5). On observe effectivement, pour le rendement, des variations en fonction de l'énergie moins importantes dans le cas de la détection en milieu infini ou semi-infini d'une source uniformément répartie.

En milieu fini, on obtient de même :

$$R^*_v = \iiint_V K_D \, S \, e^{-\mu r} \, \frac{4 \pi r^2}{r^2} \, dr$$

Le terme $e^{-\mu r}$ peut être assimilé à 1 puisque les absorptions sont faibles (dimensions de la source émettrice inférieures à 10 cm) d'où :

$$R^* = K_D \, S \, K_V$$

où K_V est le facteur géométrique de la détection, soit :

$$\frac{R^*_\infty}{R^*_v} = \frac{\lambda}{K_V}$$

Les variations de ce rapport en fonction de l'énergie seront donc celles de λ. La figure 23 présente les variations en fonction de l'énergie de la longueur d'absorption λ pour un ciment, de composition chimique (Siegbahn, 1955) voisine de celle des principales catégories de roches rencontrées ; sur la même figure sont portées les valeurs moyennes des rapports de rendements de détection en milieu infini et en laboratoire, obtenues à partir des déterminations expérimentales présentées dans le tableau XXVII. Malgré les résultats souvent dispersés, à cause principalement de la non représentativité des prélèvements par rapport à la mesure en milieu infini, l'accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique est très bon.

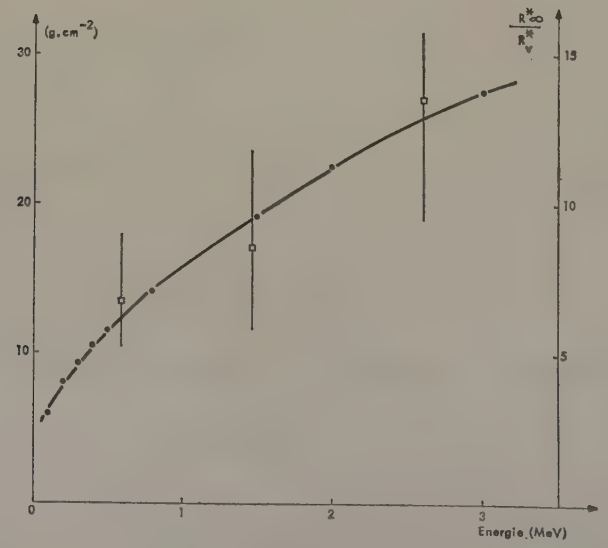

FIG. 23. — *Comparaison entre les variations en fonction de l'énergie de la longueur d'absorption λ dans le milieu extérieur et du rapport □ des rendements de détection en milieu infini et en laboratoire.*

Tableau XXVII

Les rapports des rendements en milieu infini et en laboratoire obtenus à partir des séries de mesures sur le terrain et sur les prélèvements correspondants.

Prélèvements	En laboratoire (cph)			Sur le terrain (cph)			$\frac{R^*_\infty}{R^*_v}$		
	0,58-0,61 MeV	1,46 MeV	2,62 MeV	0,58-0,61 MeV	1,46 MeV	2,62 MeV	0,58-0,61 MeV	1,46 MeV	2,62 MeV
F 102	2 593	7 474	450	33 985	32 855	13 080	13,1	11,8	29,1
F 108	4 452	7 737	1 235	23 185	65 945	19 390	5,2	8,5	15,7
F 121				63 380	40 755	7 181			
F 122				34 785	76 355	17 115			
F 126	3 879	7 778	574	34 695	44 550	7 137	8,9	5,7	12,4
F 127	5 724	8 612	1 059	31 645	101 755	17 420	5,3	11,8	16,4
F 128	6 051	7 997	517	108 590	99 895	9 805	17,9	12,5	19,0
F 129	4 130	7 233	1 914	31 060	57 968	18 218	7,5	8,0	9,5
Moyenne							6,7	8,5	13,5

Tableau XXVIII

Nature et emplacement des prélèvements et des terrains utilisés pour la détermination des rapports des rendements.

Prélèvements	Nature	Localisation
F 102	Granulite	Vallée du Cousin
F 108	Rhyolite	Montreuillon
F 121	Granite	Quarré-les-Tombes, carrière du patissier
F 122	Sable granitique	Quarré-les-Tombes, carrière
F 126	Granite	Romanet
F 127	Syénite	Vaussegrois
F 128	Granite	Le Montal
F 129	Granite	Liernais

Comme nous l'avons vu, les taux de comptage sont proportionnels aux angles solides d'ouverture des cônes contenant la matière émettrice. Ainsi, pour des altitudes pour lesquelles un sol homogène est vu sous un angle solide de 2π, les taux de comptage ne varient pas en fonction de l'altitude. Cependant, ceci ne signifie pas que, pour des hauteurs différentes, les contributions des émetteurs aux taux de comptage proviennent de zones identiques. Il est évident qu'un détecteur placé à une altitude plus élevée « voit » des rayonnements émis sur une surface plus étendue.

Nous allons déterminer, en fonction de l'altitude du détecteur, le rayon R du cercle à l'intérieur duquel la contribution des émissions du sol est égale à une fraction f du taux de comptage détecté.

On a :

$$f = \frac{2\pi(1 - \cos\theta)}{2\pi}$$

$$\cos\theta = \frac{h}{R} \quad \text{pour } f > 0{,}9$$

ce qui entraîne :

$$f \# 1 - \frac{h}{R}$$

Cette formule est remarquablement simple et permet d'obtenir immédiatement des rayons R de l'ordre de 10 h, de 100 h et de 1 000 h pour des zones dont la contribution de comptage totale est de 90 %, 99 % et 99,9 % respectivement.

Ces résultats fixent, en quelque sorte, l'accuité de la détection vis-à-vis des inhomogénéités dans la répartition géographique des émetteurs gamma du sol lunaire, et la dernière formule peut servir de base pour la détermination des altitudes de survol des satellites.

Nous avons vu qu'aux faibles altitudes, le taux de comptage détecté lors du survol d'une zone émettrice homogène, est indépendant de la hauteur du détecteur au-dessus du sol. On conçoit cependant que les taux de comptage puissent commencer à diminuer lorsque l'altitude devient telle que la courbure de la surface lunaire puisse intervenir.

Compte tenu de la faible longueur d'absorption du sol pour le rayonnement électromagnétique, il est raisonnable de se borner à la considération de l'horizon. Désignons par θ, l'angle issu du détecteur et compris entre l'horizontale et la ligne de fuite, joignant le détecteur et la ligne d'horizon dans le même plan vertical et du même côté. La diminution relative de l'angle solide sous lequel le détecteur voit le sol lunaire, dans le cône d'horizon, est proportionnelle à θ. La trigonométrie élémentaire montre également que la hauteur du détecteur est alors :

$$h = R \frac{\theta^2}{2}$$

R étant le rayon de la Lune (3 400 km environ).

Ceci montre que c'est à environ 170 mètres et 17 kilomètres que l'angle solide sous lequel le détecteur voit la surface de la Lune a décru de 1 % et de 10 % respectivement, par rapport aux altitudes inférieures.

Le tableau XXIX indique les ordres de grandeur de la diminution et de la fraction résiduelle de l'angle solide sous lequel le détecteur voit la surface lunaire, correspondant à différentes distances du détecteur au sol lunaire.

Tableauu XXIX

Variations de l'angle solide de détection en fonction de la distance au sol lunaire.

Altitude km	0,17	17	960	2100	6800	21400	68000	214000	375000
Angle solide relatif $\frac{\Omega}{2\pi}$	0,99	0,90	0,50	0,10	0,01	0,001	0,0001	10^{-5}	$3{,}1.10^{-6}$
Différence $1 - \frac{\Omega}{2\pi}$	0,01	0,10	0,50	0,90	0,99	0,999	0,9999	0,99999	0,999997

La dernière colonne du tableau XXIX représente les conditions de détection lorsque le détecteur est placé sur Terre, au sommet de l'atmosphère terrestre par exemple. Ces conditions pourraient éventuellement servir à l'établissement d'un projet de spectrométrie lunaire à partir d'un satellite artificiel, ou d'un vol de ballon stratosphérique.

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici, au rayonnement détecté n'ayant pas subi d'interaction dans le milieu émetteur. Or, dans le cas de sources absorbantes étendues, une partie importante du rayonnement émis subit l'effet Compton et le rayonnement gamma dégradé peut émerger et être détecté. Pour une émission monoénergétique, la partie Compton du spectre gamma détecté est considérablement plus importante dans le cas de la détection des émissions réparties dans un milieu absorbant que dans le cas de sources ponctuelles placées près du détecteur.

Le dépouillement des spectres par la méthode de la tangente permet en partie de s'affranchir de la contribution importante de l'effet Compton, cependant, les pics observés émergent sur un fond plus élevé et l'évaluation théorique de la forme globale des spectres gamma est difficile.

Nous reprenons le calcul de Hanson et Marker (1964).

Le flux d'énergie diffusée atteignant le détecteur, dont l'émission initiale provient du volume élémentaire $dV = 4\pi r^2 dr$ est :

$$dI_s = 4\ r^2\ q\ I_0(E,\ \mu,\ r)\ dr$$

q : intensité volumique de la source ;

r : distance du point d'observation à la source ;

μ : coefficient d'absorption ;

E : énergie de l'émission ;

$I_0(E, \mu, r)$: flux d'énergie, par émission unique, de photons diffusés d'un point source à la distance r du point d'observation ;

$B(E, \mu, r)$: facteur d'accumulation (« build-up factor »).

$\dfrac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2}$ est la fraction du flux incident non diffusé.

Une formule approchée peut donner le facteur $B(E, \mu, r)$ (Goldstein et Wilkins, 1954).

$$B\ (E,\ \mu,\ r) = A\ e^{-m\mu r} + (1 - A)\ e^{-n\mu r}$$

où A, m et n sont des coefficients, fonctions de l'énergie initiale E et de la nature du milieu.

La substitution et l'intégration en fonction de x aboutissent à des expressions compliquées, exploitables seulement au moyen de machines numériques. Pour obtenir ensuite la répartition énergétique des rayons diffusés, il convient d'utiliser une fonction de distribution normalisée pour le spectre issu de la diffusion.

CHAPITRE IV

UN EXEMPLE D'ETUDE SUR LE TERRAIN DES REPARTITIONS GEOLOGIQUES DU POTASSIUM, DU THORIUM ET DE L'URANIUM

Un exemple de profil radioactif, analysé par spectrométrie gamma pratiquée sur le terrain, a été obtenu sur un contact calcaire-granite, dans le Morvan, près de Liernais (Côte d'Or, carte géologique n° 124, feuille de Château-Chinon, figure 24). Dix-neuf stations de mesure ont été effectuées, à des intervalles variant de 10 à 50 mètres. La longueur du profil est de 530 mètres.

Au nord du profil, le calcaire I^2 rencontré appartient au Sinémurien, tandis que le calcaire I^1 situé au-dessous appartient à l'Hettangien. Ces étages font partie du lias inférieur, début du Jurassique (ère secondaire). L'affleurement médian de gneiss ζ^1 est étroit et peu marqué. La zone granitique décapée par l'ancien cours d'eau, plus important que l'actuel Liernais, est en réalité un filon de granulite γ^1. Sur la rive nord du ruisseau, un peu au-dessus du chemin qui le longe, la roche est à nu et se présente sous la forme de beaux blocs arrondis.

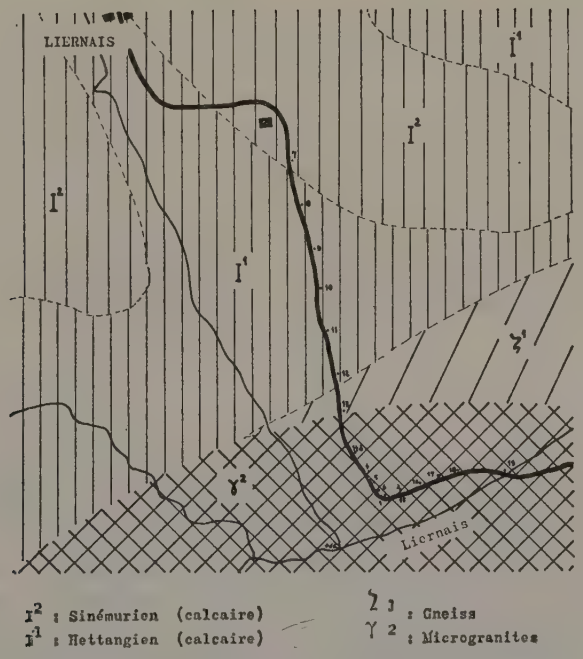

FIG. 24. — *Carte géologique de la région de Liernais (d'après la carte géologique n° 124, Château-Chinon) et position des stations de spectrométrie sur le terrain.*

La chaîne de spectrométrie gamma est portée dans un véhicule utilitaire 800 kg Estafette Renault et alimentée grâce à des convertisseurs à transistors à partir de l'équipement électrique du moteur. A l'absence de blindage près, l'installation est entièrement identique à celle qui a été utilisée en laboratoire pour les mesures portant sur les roches terrestres. Le même détecteur (scintillateur d'iodure de sodium activé au thallium de 10 cm × 8 cm) était placé à une vingtaine de mètres du véhicule, sur un support de faible activité propre, le maintenant à 1 mètre du sol.

Le détecteur était placé, durant les mesures, dans les pâturages à quelques mètres du chemin qui mène de Liernais à la rivière Liernais. L'éloignement du détecteur par rapport au véhicule et au chemin a été jugé suffisant pour éviter les perturbations dues à une contamination possible des matériaux ou des pierres apportées en remblai. La rareté des apports sur le chemin a été constatée.

Les figures 25A, 25B, 26A et 26B présentent quelques spectres gamma relevés sur le terrain et les variations des concentrations en éléments radioactifs le long du profil. Ces dernières courbes montrent une variation brusque entre les points de mesure 370 m et 390 m, indiquant ainsi, à dix mètres près, la position exacte du contact.

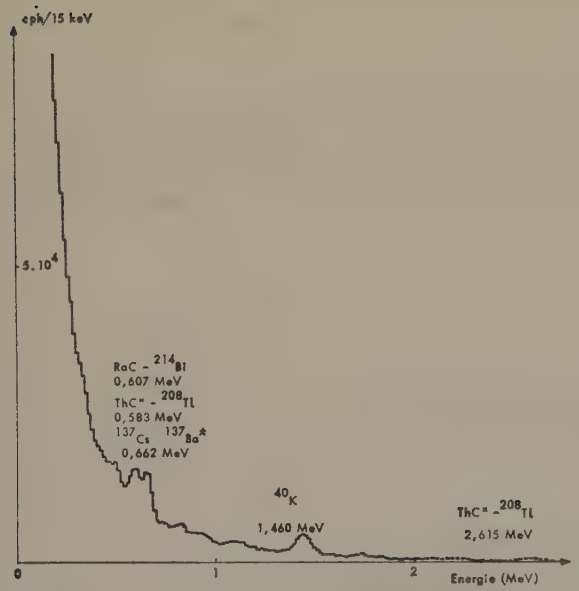

FIG. 25A. — *Spectre gamma obtenu sur le terrain, à Liernais (Côte-d'Or), au point 7. Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm placé à 1 m du sol ; réglage : 15 keV/canal.*

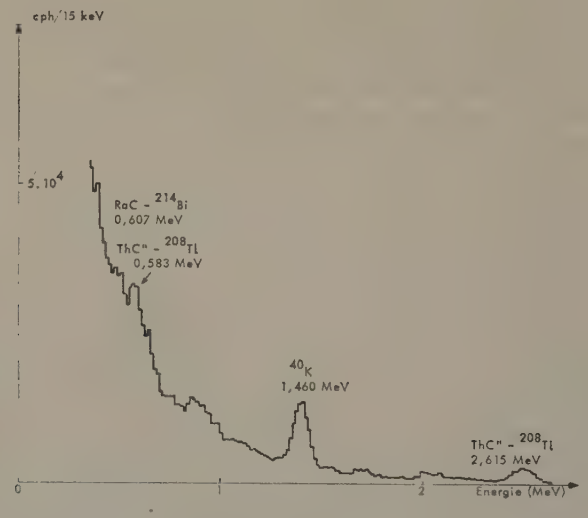

FIG. 25B. — *Spectre gamma obtenu sur le terrain, à Liernais (Côte-d'Or), au point 18. Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm placé à 1 m du sol ; réglage : 15 keV/canal.*

Les variations observées par ailleurs traduisent principalement les fluctuations de l'activité dans le recouvrement, dans le calcaire I^1, ou dans la granulite γ^1. Dans ce dernier cas, la présence d'une légère pente et de quelques blocs non recouverts accentue les variations observées.

Dans la partie nord du profil, la forme élargie du pic à 0,6 MeV nous a conduits à considérer la contribution possible de la raie émise à 0,662 MeV par le césium 137 - baryum 137, produit de fission déjà observé dans certains prélèvements, en laboratoire (deuxième partie, chapitre II). Nous avons pu évaluer, pour quelques stations, la teneur superficielle du sol en césium 137, à partir des spectres gamma. Cette détermination s'est révélée très délicate et imprécise, car les raies à 0,583 MeV (^{208}Tl), 0,607 MeV (^{214}Bi) et 0,662 MeV (^{137}Cs - $^{137}Ba^m$) sont comprises dans un intervalle de 80 keV seulement. La résolution du détecteur, qui est de l'ordre de 13 % dans les conditions des mesures sur le terrain, ne permet donc pas de les séparer. Ce fait justifie le prolongement, vers les valeurs inférieures, des barres d'incertitude de la figure 26B montrant les variations des teneurs en radium le long du profil.

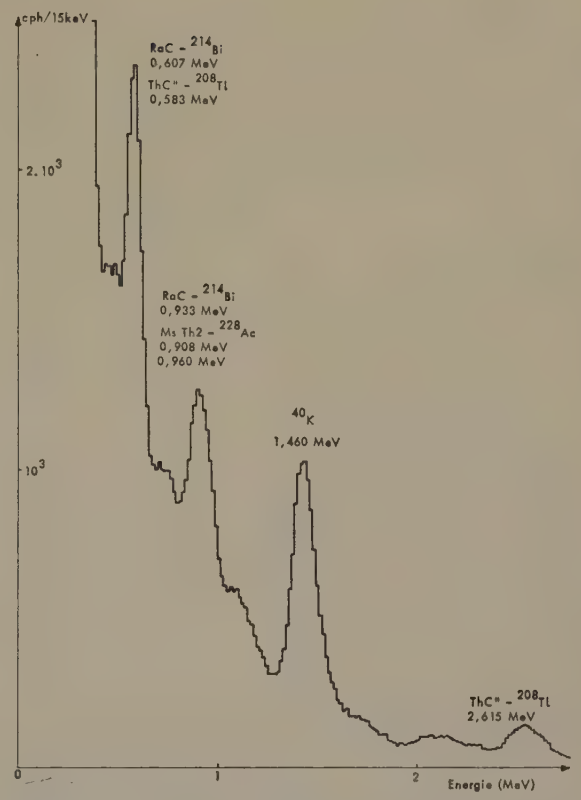

FIG. 25C. — *Spectre gamma de l'échantillon F129, granite, prélevé à Liernais (Côte-d'Or), au point n° 18 du profil étudié par spectrométrie gamma sur le terrain. Cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm ; réglage : 15 keV/canal ; mesure de 10 h sur 0,800 kg de prélèvement broyé.*

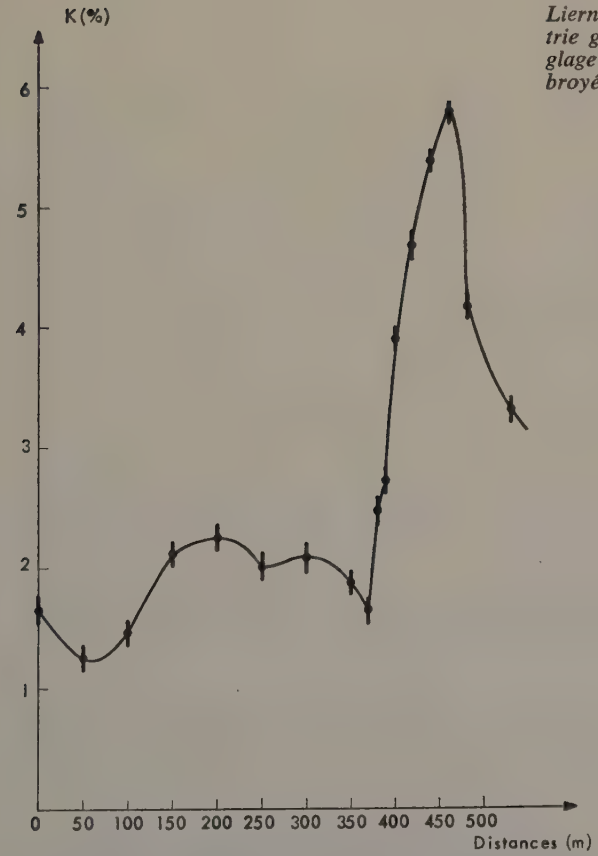

FIG. 26A. — *Variations des teneurs en potassium déterminées par spectrométrie gamma sur le terrain à Liernais.*

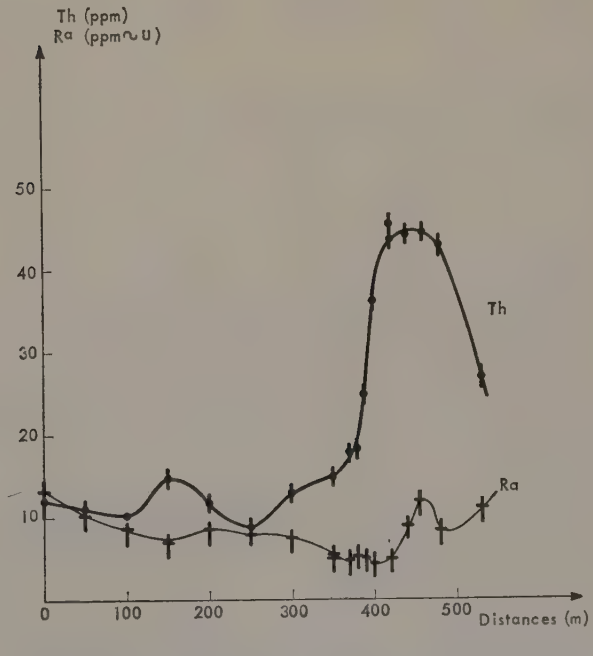

FIG. 26B. — *Variations des teneurs en thorium et radium déterminées par spectrométrie gamma sur le terrain à Liernais.*

Quelques valeurs d'activités en césium 137 du sol superficiel, obtenues d'après l'allure des spectres gamma dans la région de 0,66 MeV, figurent dans le tableau XXX.

Tableau XXX

Résultats des mesures effectuées à Liernais (Côte-d'Or).
Ces concentrations ont été obtenues à partir des étalonnages mentionnés plus haut.

Points	Distances (m)	Taux de comptage (en 12 min)			Concentrations			
		Pic 0,6 MeV	Pic 1,46 MeV	Pic 2,62 MeV	^{137}Cs (pCi g^{-1})	K (%)	Th (ppm)	Ra (ppm U)
7	0	7 205	4 490	1 107	0,2	1,67	12,1	12,7
8	50	6 858	3 394	999	0,2	1,26	10,9	10,5
9	100	5 198	3 980	920	0,1	1,48	10,1	7,7
10	150	5 268	5 744	1 331	0,2	2,15	14,6	6,9
11	200	5 817	6 099	1 071	0,1	2,27	11,7	8,5
12	250	5 146	5 413	805	0,2	2,03	8,8	7,8
13	300	5 351	5 633	1 188	0,2	2,10	13,0	7,5
14	350	4 140	5 059	1 361	0,2	1,90	14,9	5,0
3	—	4 248	5 051	1 360	0,1	1,89	14,9	5,2
4	370	4 245	4 455	1 617	0,1	1,66	17,7	4,7
5	380	5 480	6 734	1 646	0,1	2,52	18,1	5,1
6	390	5 063	7 345	2 288	—	2,74	25,0	5,0
1	400	5 761	10 514	3 301	—	3,93	36,2	4,4
2	420	6 663	12 673	3 986	—	4,73	43,7	4,8
15	420	6 933	13 219	4 116	—	4,95	45,5	5,0
16	440	9 026	14 558	4 033	—	5,42	44,2	8,9
17	460	11 251	15 647	4 056	—	5,85	44,5	12,9
18	480	8 187	11 281	3 687	—	4,20	40,3	8,1
19	530	8 651	8 940	2 446	—	3,34	26,9	11,1
Incertitudes								
	± 5	+ 500 — 1 000	± 300	± 160	± 0,1	± 0,12	± 1,8	— 2 + 1

De plus, un prélèvement de granulite (F 129) a été effectué dans la partie sud du profil et mesuré au laboratoire (fig. 25C). L'absence d'affleurements n'a pas permis d'effectuer, dans la partie supérieure du profil des prélèvements valables.

La comparaison entre les spectres obtenus sur le terrain, au-dessus de la zone granitique et en laboratoire sur le prélèvement correspondant montre les tendances prévues théoriquement : augmentation du domaine Compton sur le terrain et augmentation générale des rendements, marquée de plus en plus vers les hautes énergies.

L'étude décrite ici, représente donc un exemple de détermination de teneurs en potassium, radium et thorium par des mesures de spectrométrie gamma effectuées sur le terrain. Elle a, de plus, montré la possibilité d'identification, dans des conditions difficiles, mais toujours sans séparation chimique, d'un nuclide supplémentaire, le césium 137.

CHAPITRE V

LES EMISSIONS GAMMA DES PRODUITS DE SPALLATION ENGENDRES PAR L'IRRADIATION DE DIVERS ECHANTILLONS DE ROCHES PAR DES PROTONS DE 3 GeV

Nous avons déjà étudié (deuxième partie, chapitres II et IV) les émissions gamma naturelles dues aux principaux éléments radioactifs primitifs ou à leurs descendants. Existe-t-il d'autres émissions gamma naturelles éventuellement détectables dans les roches terrestres ?

Des produits radioactifs issus de l'irradiation cosmique sont formés sur Terre, au niveau du sol, mais leurs activités sont considérablement plus faibles que dans les météorites, à cause de la protection contre le rayonnement cosmique réalisée par l'atmosphère et la magnétosphère. Certains produits, tels que le chlore 36, formé par la réaction ^{35}Cl (n_{th}, γ) ^{36}Cl (32 barns), ont été détectés dans certaines roches après séparations chimiques et comptage à bas niveau (Davis, Schaeffer, 1955).

Mais à notre connaissance, aucun produit issu de réactions nucléaires provoquées par le rayonnement cosmique n'a été détecté directement, sans séparation chimique, par spectrométrie gamma. Nos efforts dans cette voie ont été infructueux jusqu'à présent.

Nous avons donc cherché, au cours de ce travail, à détecter les produits de spallation engendrés artificiellement, dans divers échantillons de roches exposés à des flux de protons de 3 GeV (Nordemann, David, 1966). Les irradiations ont été faites au synchrotron à protons Saturne, du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Les échantillons ont été irradiés par le faisceau sorti, dans les conditions d'utilisation du Groupe de Radioprotection du Synchrotron Saturne du Service de Protection contre les Radiations (S.P.R.). Nous n'avons pas effectué de mesures en cours d'irradiation, mais nous avons tenté de réduire considérablement le délai séparant la fin de l'irradiation du début de la mesure, toujours effectuée sans traitement chimique, afin de détecter les produits de spallation à vie courte qu'il n'est pas possible d'observer dans les météorites.

Les mesures de spectrométrie gamma ont été effectuées en premier lieu grâce à notre installation mobile gamma montée sur véhicule Estafette Renault (deuxième partie, chapitre IV) et disposée très près du Hall du Synchrotron. Pour certaines expériences, les échantillons ont été irradiés sur un wagon du train miniature utilisé pour les irradiations de matériaux biologiques. Ceci a permis une sortie rapide de l'échantillon après irradiation ; le temps compris entre la fin de l'irradiation et le début des premières mesures peut, dans ces conditions, être inférieur à la minute.

Après une demi-heure à quelques heures de mesures près du synchrotron, les échantillons irradiés ont été ramenés au Centre des Faibles Radioactivités de Gif-sur-Yvette, pour être mesurés dans l'installation à faible mouvement propre décrite plus haut (première partie, chapitre II).

Pour toutes les irradiations, sauf celle de F 40, des plaquettes de graphite collées contre l'échantillon ont servi de moniteur, le flux de protons étant évalué par l'activité du carbone 11 formé selon la réaction ^{12}C (p, pn) ^{11}C (27 mb). Le tableau XXXI résume les principales données concernant les irradiations : date, durée et flux de protons ayant traversé les échantillons, tandis que le tableau XXXII décrit la nature, l'origine et la composition des échantillons étudiés.

Tableau XXXI

Les principales données concernant les irradiations du 12 novembre et du 16 décembre 1965

Echantillon	F 40	F 103	GR 35	F 158	YU 12
Date	12.10.1965	16.12.1965	16.12.1965	16.12.1965	16.12.1965
Heure (fin)	16 h. 40 min.	11 h. 18 min.	12 h. 19 min.	5 h. 33 min.	6 h. 49 min.
Durée	15 min.	5 min.	10 min.	0,2 sec.	1 min.
Flux intégré de protons de 3 GeV (sur 36 cm²)	$1{,}8.10^{12}$ (environ)	$6{,}90.10^{10}$	$10{,}41.10^{10}$	$11{,}09.10^{9}$	$3{,}15.10^{9}$

Tableau XXXII

La nature, l'origine et la composition élémentaire des principaux échantillons de roches terrestres irradiées

Numéro	F 40	F 103	GR 35	F 158	YU 12
Nature	grès	granite	basalte	péridotite	péridotite
Origine	Wangengourg (Bas-Rhin)	Quarré-les-Tombes (Yonne)	Santorin (Grèce)	Ersa (Corse)	Vardar (Yougoslavie)
Eléments (%)					
H	0,14	0,20	0,05	1,71	
C				0,16	
O	51,57	49,96	46,46	51,59	
Na	0,26	2,19	2,41	0,07	
Mg	0,16	0,02	1,53	20,60	
Al	2,85	6,14	8,17	0,72	
Si	41,09	35,83	28,17	18,00	
P	0,013	0,002	0,04	0,02	
K	2,49	3,74	1,25	0,04	
Ca	0,007	0,35	4,25	0,19	
Ti	0,11	0,08	0,47	0,00	
Mn	0,008	0,02	0,09	0,05	
Fe	0,64	0,89	6,20	6,50	
Masse de l'échantillon (kg)	0,516	0,571	0,601	0,515	0,582

Les figures 27A, 27B montrent quelques spectres typiques obtenus au cours de la décroissance des émetteurs gamma observés dans les échantillons ayant été irradiés. Les émetteurs responsables des principaux pics sont identifiés : oxygène 15, azote 13, carbone 11, fluor 18, sodium 24, béryllium 7, sodium 22. Leurs émissions et leurs principaux modes de formation sont décrits dans le tableau XXXIII.

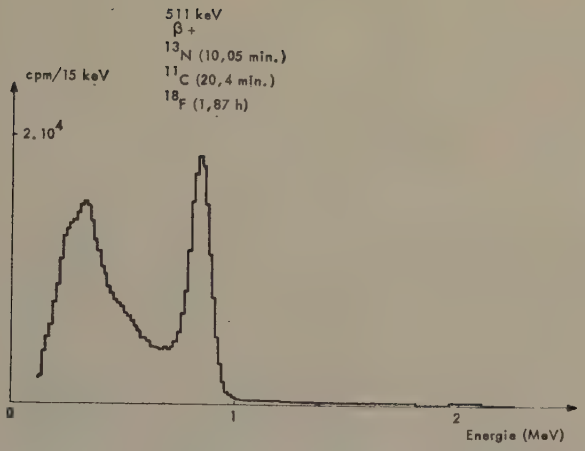

FIG. 27A. — *Echantillon de roche F40 irradié par 5.10¹⁰ protons/cm² (protons de 3 GeV) pendant 15 min., le 12-10-1965 de 16 h 25 à 16 h 40. Accélérateur Saturne. Mesure : 12.10.65 1648 (20) 00 00 (24) de 24 sec. 8 min. 20 sec. après la fin de l'irradiation ; Na I (Tl) 10 cm × 8 cm. Echantillon à 88,5 cm du détecteur, 9,3 keV/canal. F40 : grès vosgien (Wangenbourg, Bas-Rhin) scié en cube de 6 cm × 6 cm × 6 cm.*

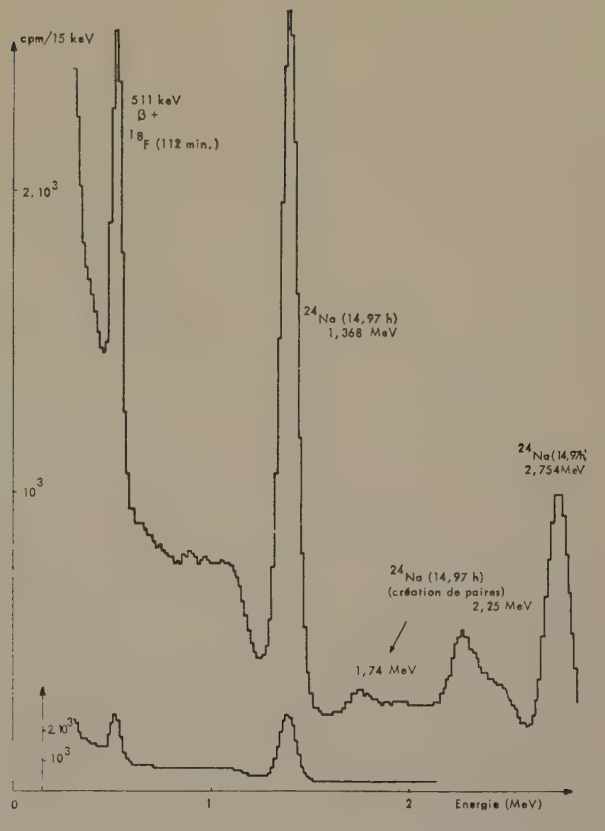

FIG. 27B. — *Echantillon de roche F40 irradié par 5.10¹⁰ protons/cm² (protons de 3 GeV) pendant 15 min. le 12-10-1965 de 16 h 25 à 16 h 40. Accélérateur Saturne. Mesure : 13.10.65 08 15 00 10 de 10 min. 15 h 35 min. après la fin de l'irradiation Na I (Tl) 10 cm × 8 cm. Echantillon à 0 cm du détecteur 15 keV/canal. F40 : grès vosgien (Wangenbourg, Bas-Rhin) scié en cube de 6 cm × 6 cm × 6 cm.*

Tableau XXXIII

Principaux nuclides observés par spectrométrie gamma dans les échantillons de roche irradiés par des protons de 3 GeV (accélérateur Saturne)

Nuclide	Période	Emissions (énergies en MeV)	Principaux modes de formation	Section efficace (mb)
^{15}O	2,07 min	β^+	$^{16}O(p, pn)^{15}O$	33 ± 5 pour Ep = 5,76 GeV
^{13}N	10,05 min	β^+	$^{16}O(p, 2p2n)^{13}N$	6 ± 2 pour Ep = 5,76 GeV
^{11}C	20,4 min	β^+	$^{16}O(p, 3p3n)^{11}C$	12 ± 3 pour Ep = 5,76 GeV
^{18}F	1,87 h	β^+	$^{28}Si(p, 6p5n)^{18}F$ $^{18}O(p, n)^{18}F$	
^{24}Na	14,97 h	β^- γ 1,368 (100 %) 2,754 (100 %)	$^{23}Na(n_{th}, \gamma)^{24}Na$	536 ± 6
^{7}Be	53,61 j	C.E., γ 0,477 (12 %)	$^{16}O(p, 5p5n)^{7}Be$	10 ± 5 pour Ep = 5,76 GeV
^{22}Na	2,58 a	C.E., (11 %), β^+ (89 %), γ (1,277 (99 %)	$^{28}Si(p, 4p3n)^{22}Na$	26 pour Ep = 0,6 GeV

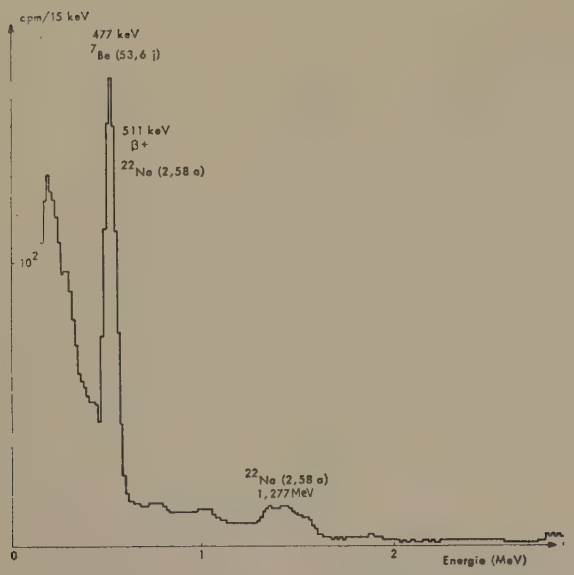

FIG. 27C. — *Echantillon de roche F40 irradié par 5,6.10^{7} protons cm^{-2} sec^{-1} (protons de 3 GeV) pendant 15 min., le 12-10-1965 de 16 h 25 à 16 h 40. Accélérateur Saturne. Mesure : 18.10.65 09 00 0140 de 100 min., 5 j. 16 h 20 min. après la fin de l'irradiation Na I (Tl) 10 cm × 8 cm. Echantillon à 0 cm du détecteur, 14 keV/canal. F40 : grès vosgien (Wangenbourg, Bas-Rhin) scié en cube de 6 cm × 6 cm × 6 cm.*

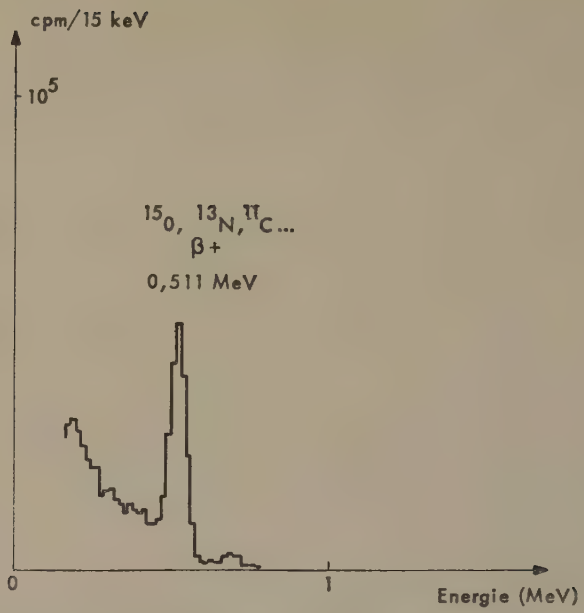

FIG. 27D. — *Spectre gamma de l'échantillon de granite F103 irradié par 6,39.10^{6} p cm^{-2} sec^{-1} (protons de 3 GeV) pendant 5 min. le 16-12-1965 de 11 h 13 min. à 11 h 18 min. (accélérateur Saturne). Mesure : 16.12. 65 11 19 (35) 00 00 (06), 1 min. 35 sec. après la fin de l'irradiation ; durée de la mesure : 6 sec. Echantillon à 40 cm du détecteur (Na I (Tl) 10 cm × 8 cm) 15 keV/canal. F103 : granite (Quarré-les-Tombes, Yonne), cube de 6 cm × 6 cm × 6 cm.*

Dans le cas des contributions communes dans un même pic, les courbes de décroissance en fonction du temps ont été tracées et les nuclides identifiés, à la fois par l'énergie de leur émission et par leur période radioactive.

On peut observer sur les spectres et le tableau XXXIII que les produits de spallation à courte période proviennent en majorité de l'oxygène. Nous retrouvons également ici, comme nous l'avions observé à propos des météorites, le fait que les produits à longue période proviennent principalement de noyaux plus lourds, tels qu'ici le silicium. Il convient de remarquer en outre, le rôle joué par le sodium 24 qui ne provient pas en majorité de réactions de spallation mais de réactions (n_{th}, γ) d'irradiation par les neutrons secondaires thermalisés.

Compte tenu des modes de formation réalisés à partir de différents éléments et des compositions complexes des échantillons, il est difficile d'utiliser les résultats de ces irradiations pour la détermination précise de certaines sections efficaces. De plus, les spectres obtenus ne simulent pas directement les effets permanents du rayonnement cosmique sur les roches puisque les temps d'irradiations, inférieurs à 15 minutes, ne permettent pas d'atteindre la saturation en cours de formation des éléments radioactifs de période supérieure à quelques minutes. Cependant, nous avons calculé à partir de nos résultats relatifs à chaque échantillon, l'activité à saturation des produits engendrés par une irradiation de 1 proton par centimètre carré et par seconde (tableau XXXIV). Ces résultats nous permettront, dans la troisième partie, de prévoir les contributions à la radioactivité du sol lunaire superficiel des produits d'irradiation observés.

Tableau XXXIV

Résultats partiels des irradiations de roches (Nordemann, David, 1966).
Les activités sont calculées d'après les mesures de spectrométrie gamma, pour une irradiation à saturation, par un flux de 1 proton de 3 GeV par cm² par seconde, dans les conditions décrites

Nuclide	Période	Activités (dpm . kg^{-1}/p.cm^{-2} sec^{-1})				
		F 40	F 103	GR 35	F 158	YU 12
^{15}O	2,07 min		15,2	33,0		20,5
^{13}N	10,05 min	39	9,9	10,2	12,3	6,6
^{11}C	20,04 min	35		3,5	8,1	8,2
^{18}F	112 min	8,1		2,0		3,6
^{7}Be	53,6 j	1,5				

Troisième partie

LA RADIOACTIVITÉ DU SOL LUNAIRE

CHAPITRE I

L'ORIGINE DE LA RADIOACTIVITE DU SOL LUNAIRE

Les deux principales sources d'émissions radioactives du sol lunaire sont les émetteurs radioactifs primitifs (deuxième partie, chapitre I) et les produits de spallation dus à l'impact du rayonnement cosmique (première partie, chapitre I). Comment justifions-nous ces hypothèses ?

Le voisinage de la Lune et de la Terre, peut-être depuis leur formation, oblige à admettre la possibilité de la présence dans le sol lunaire des éléments radioactifs primitifs que nous connaissons dans les roches terrestres (tableau XXII). Leurs niveaux de concentration sur la Lune ne peuvent être prédits, puisque les informations recueillies jusqu'à présent, soit à partir de la Terre, soit à partir de sondes spatiales (Green, 1962 ; Kopal, Mikhailov, 1962 ; Kuiper, 1965), n'ont pu permettre de déterminer entièrement la nature des roches lunaires.

Cependant, les processus de genèse des roches, à partir d'un matériau probablement identique ou tout au moins voisin, ne peuvent conduire qu'à des natures de roches comparables à celles que nous connaissons ; les reconstitutions de l'histoire thermique de la Terre, par exemple à partir d'une composition chondritique (Macdonald, 1959) permettent de concevoir une évolution possible des compositions aux différentes profondeurs, vers un noyau de ferro-nickel, un manteau ultrabasique très pauvre en émetteurs radioactifs et une croûte dotée d'une radioactivité relativement élevée. Quels que soient les processus de différenciation, il est probable que les facteurs physico-chimiques régissant l'association des éléments radioactifs primitifs avec la phase silicatée, restent valables (deuxième partie, chapitre I).

A l'opposé, l'absence de différenciation sur la Lune permettrait de retrouver éventuellement des matériaux ayant une composition voisine de la composition primitive du système solaire, tout au moins pour les éléments non volatils, c'est-à-dire peut-être une composition comparable à celle des chondrites (Zahringer, 1966 ; Urey, 1964).

L'évaluation de la radioactivité du sol lunaire apportera, comme nous l'avons vu, des informations précieuses sur la nature des roches (deuxième partie, chapitre II), et par là, sur l'histoire et l'évolution de la Lune. Il doit être ainsi possible de discerner si la Lune a subi ou non, des différenciations internes ou même superficielles. Le choix des modèles de sol lunaire que nous ferons dans le chapitre suivant, a été fondé sur la nécessité d'établir une échelle des différents niveaux de radioactivité primitive attendue. Cette échelle comprend, depuis les niveaux de radioactivité élevés jusqu'aux plus bas, les modèles granitiques, basaltiques, chondritiques et ultrabasiques. La plupart des cas possibles non mentionnés sont aisés à replacer par rapport à ces modèles, en particulier dans le cadre des résultats énoncés dans la deuxième partie (chapitre II).

Les émissions radioactives du sol lunaire comprendront celles des produits de spallation formés dans la couche superficielle par l'impact du rayonnement cosmique. Nous avons déjà mentionné, dans l'introduction, la principale raison qui justifie cette hypothèse : l'atténuation minime du rayonnement cosmique due au faible champ magnétique et à l'absence d'atmosphère.

Cependant, il convient d'examiner avec plus de détails, les mécanismes susceptibles d'être à l'origine d'émissions dues à l'exposition au rayonnement cosmique de la couche superficielle du sol lunaire. Les produits de spallation peuvent être formés sur place ; les conditions sont alors celles de l'irradiation sous un angle solide de 2π d'une cible sensiblement plane et infiniment épaisse ; les gradients d'activités sont donc équivalents à ceux présentés dans l'annexe I.

Les mêmes produits de spallation peuvent avoir été formés dans les poussières et météorites, avant leur chute sur le sol lunaire. Dans ce cas, les valeurs d'activités des produits à longue période peuvent être, selon les cas, plus importantes (irradiation sous un angle solide équivalent à 4π, pour les météorites et les poussières), ou plus faibles (irradiation de poussières de petites dimensions, où l'influence des particules secondaires est négligeable - annexe I -). De toute façon, l'importance de ces contributions est conditionnée par le taux de dépôt de matière cosmique à la surface de la Lune. En adoptant la valeur maximale des taux de dépôt terrestre, publiés jusqu'à présent 2,4 . 10^9 T . an^{-1} pour la Terre (Grjebine, 1965), soit 0,48 . 10^{-3} $g.cm^{-2}$ an^{-1}, il est possible de voir que ce phénomène ne peut intervenir que pour des nuclides de période suffisamment longue tels que le potassium 40, l'aluminium 26, etc. Les récentes observations (sondes américaines Ranger 7, 8 et 9, Station soviétique Luna 9) indiquent même dans les zones explorées, l'absence de recouvrement notable par de la poussière cosmique ; ceci rend les contributions liées aux dépôts cosmiques probablement encore moins importantes.

Par ailleurs, les particules secondaires du rayonnement cosmique peuvent engendrer des réactions nucléaires qui ne sont pas des réactions de spallation. En particulier, les neutrons secondaires, après thermalisation, peuvent provoquer des réactions (n_{th}, γ) avec des sections efficaces importantes. Le sodium 24, formé par la réaction ^{23}Na (n_{th}, γ) ^{24}Na (0,536 barns) est un des produits de ce type rencontré lors de l'irradiation des échantillons de roches par des protons de 3 GeV (deuxième partie, chapitre V). De même que pour la plupart des produits de spallation, l'influence de telles contributions passera par un maximum puis décroîtra en fonction de la profondeur dans le sol lunaire (Eberhardt, Geiss, Lutz, 1963). Ces contributions, par leur origine et leur nature voisine, seront mentionnées éventuellement lors de l'étude des produits de spallation dans le sol lunaire.

Les diverses composantes du rayonnement cosmique peuvent provoquer des interactions variées susceptibles d'être à l'origine de l'émission d'ondes électromagnétiques. Le passage des particules dans la matière peut engendrer un rayonnement de freinage dont le spectre continu s'ajoute aux contributions par effet Compton dans les spectres gamma. L'annihilation, au repos ou en vol, des électrons positifs engendrés dans les gerbes, s'effectue avec émission de rayonnement électromagnétique. Dans la couche superficielle du sol lunaire, les phénomènes sont comparables à ceux produits dans l'atmosphère terrestre par le rayonnement cosmique, et, comme nous le verrons plus loin (chapitre III), les émissions gamma correspondantes peuvent jouer un rôle important à côté de celles que nous étudions ici.

Les électrons primaires ou secondaires du rayonnement cosmique peuvent, par bombardement des atomes du sol lunaire, engendrer des émissions de rayonnement X, dont la détection présente le plus grand intérêt. Cependant, cette détection ne peut se faire qu'avec des détecteurs appropriés et les problèmes soulevés à ce propos sortent du cadre de cette étude.

Des excitations nucléaires peuvent être provoquées par le passage des protons cosmiques dans la matière. Les raies caractéristiques de désexcitation des noyaux bombardés sont émises dans un domaine d'énergie allant jusqu'à 10 MeV (Hayakawa, 1962 ; Maienschein et al., 1962). Le tableau XXXV présente les principales émissions électromagnétiques associées à la désexcitation de noyaux bombardés par des protons de haute énergie.

Tableau XXXV

Quelques émissions électromagnétiques associées à la désexcitation de noyaux bombardés par des particules cosmiques (Hayakawa, 1962)

Energie (MeV)	Transition
2,2	$^1H(n, \gamma)^2H$
4,4	$^{12}C(1^{er} \rightarrow f)$
3,9	$^{14}N(1^{er} \rightarrow f)$
6,1	$^{16}O(2^e \rightarrow f)$
6,9 + 7,1	$^{16}O(3^e \rightarrow f,\ 4^e \rightarrow f)$
1,4	$^{24}Mg(1^{er} \rightarrow f)$
2,7	$^{24}Mg(2^e \rightarrow 1^{er})$
1,7	$^{28}Si(1^{er} \rightarrow f)$
2,7	$^{28}Si(2^e \rightarrow 1^{er})$
3,7 + 3,9	$^{40}Ca(2^e \rightarrow f,\ 3^e \rightarrow f)$

Cependant, ces rayonnements de désexcitation ne sont émis qu'à la suite de processus mettant en jeu des sections efficaces relativement faibles (Foley, Salmon, Clegg, 1962 ; Foley, Clegg, Salmon, 1962). Si les raies mentionnées ici peuvent être les plus importantes dans le domaine des énergies allant de 4 MeV à 8 MeV, leur détection pose des problèmes nouveaux, en particulier, par les difficultés technologiques liées à l'emploi de cristaux détecteurs de grandes dimensions (supérieures à 20 cm), qu'il serait nécessaire d'utiliser. La recherche et l'exploitation de telles informations peut alors représenter une des étapes qui suivront les mesures de spectrométrie gamma que nous préconisons au cours de cette étude.

CHAPITRE II

LA CONTRIBUTION POSSIBLE DES ELEMENTS RADIOACTIFS PRIMITIFS A LA RADIOACTIVITE DU SOL LUNAIRE

Les éléments radioactifs primitifs que nous avons mentionnés ou étudiés dans la deuxième partie (chapitre I) peuvent être présents en quantité détectable dans le sol lunaire. Il est possible que leurs concentrations ou leurs abondances relatives ne soient pas uniformément réparties et soient différentes de celles rencontrées en moyenne, par exemple dans l'écorce terrestre ; l'éventail des concentrations observées, depuis les péridotites jusqu'aux minerais radioactifs est très vaste ; il est donc nécessaire d'envisager certains modèles de sol lunaire dotés de différents niveaux de radioactivité. Les météorites, depuis les sidérites jusqu'aux chondrites carbonées, présentent un éventail de concentration en éléments radioactifs moins étendu, mais tout aussi intéressant : nous n'envisagerons cependant qu'un modèle de composition chondritique.

Afin de schématiser et de présenter de façon concrète divers spectres gamma susceptibles d'être obtenus à partir d'un détecteur monté dans un satellite circum-lunaire, ou dans un laboratoire lunaire, nous devons adopter quelques modèles de constitution de sol lunaire. Ces modèles sont le reflet des théories les plus couramment admises.

Les granites et les roches acides voisines peuvent être présents sur la Lune. Leur grande abondance dans l'écorce terrestre et une origine commune ou voisine de la Terre ou de la Lune suffisent à justifier cette possibilité. Un argument complémentaire en faveur de cette hypothèse est apporté par O'Keefe et Cameron (1962). Ces auteurs ont conclu, après de nombreuses études sur les tectites, que si l'on admet leur origine lunaire, la présence de grandes quantités de roches granitiques ou acides sur la Lune est possible.

Les mers lunaires peuvent avoir une origine volcanique (Baldwin, 1964) et plus précisément, selon Green (1962) être de nature basaltique. Cette hypothèse est compatible avec la présence de cratères dont l'origine possible est également volcanique.

Cependant, certaines structures observées, qu'il est possible d'attribuer à des coulées éruptives, suggèrent à Baldwin (1963) en particulier, l'hypothèse de coulées très fluides de roches ultrabasiques. Un modèle de nature ultrabasique, voisine de celle des péridotites, est donc envisagé.

La Lune peut avoir eu une composition primitive comparable à celle des chondrites (Urey, 1965) et ne pas avoir subi de façon importante les effets de la différenciation interne ; les conséquences d'un modèle de nature chondritique sont donc également abordées.

Par ailleurs, la plupart des autres hypothèses concernant la nature du sol lunaire, peuvent être rattachées aux cas précédents, en ce qui concerne l'aspect global de leur radioactivité primitive.

Les figures 28A, 28B, 28C et 28D présentent les spectres gamma des émissions primitives des quatre principales catégories de roches citées plus haut. Dans les figures 28A et 28B les spectres (1) correspondent à la détection au-dessus du sol, en survol ; les spectres (2) à la mesure effectuée au laboratoire sur un prélèvement représentatif de 800 g de roche de même nature. Dans ce dernier cas, les spectres proviennent des mesures effectuées sur des prélèvements de notre collection géologique. Les spectres (1) ont pu être obtenus directement sur des milieux de même nature géologique ou calculés à partir des mesures faites en laboratoire, compte tenu des valeurs différentes des rendements de détection.

Les spectres gamma relatifs au modèle granitique (fig. 28A) ont été obtenus en mesurant un granite typique en ce qui concerne sa radioactivité primitive. Le prélèvement et la mesure sur le terrain ont été effectués selon le mode opératoire décrit dans la deuxième partie, à Liernais (Côte-d'Or). Le prélèvement (F 129) s'intègre dans les valeurs moyennes des différents types de granites analysés ; la mesure sur le terrain est assez représentative d'un petit massif, étudié en détail par ailleurs (deuxième partie, chapitre IV).

Les différents pics, attribués aux émissions du potassium 40, du thallium 208 - thorium C″ et du bismuth 214 - radium C sont nettement visibles ; leur traitement dans le but d'une analyse quantitative a été réalisé et les résultats sont donnés plus haut (page 66).

Le spectre relatif à la mesure en laboratoire d'un prélèvement de basalte (fig. 19G) est celui de l'échantillon GR 35, prélevé dans l'île de Santorin par nos soins. Le spectre correspondant à la détection sur le terrain (fig. 28B) a été calculé à partir des valeurs du rapport des rendements indiqués sur la figure 23.

Ces spectres présentent les mêmes pics caractéristiques que les spectres du granite. Cependant, si les hauteurs des pics dus aux émissions du thallium 208 - thorium C″ et du bismuth 214 - radium C sont voisines, celle du pic à 1 460 keV, dû à l'émission du potassium 40 est considérablement plus faible. Ceci est lié à la moindre abondance du potassium dans les roches volcaniques et les basaltes en particulier par rapport aux granites.

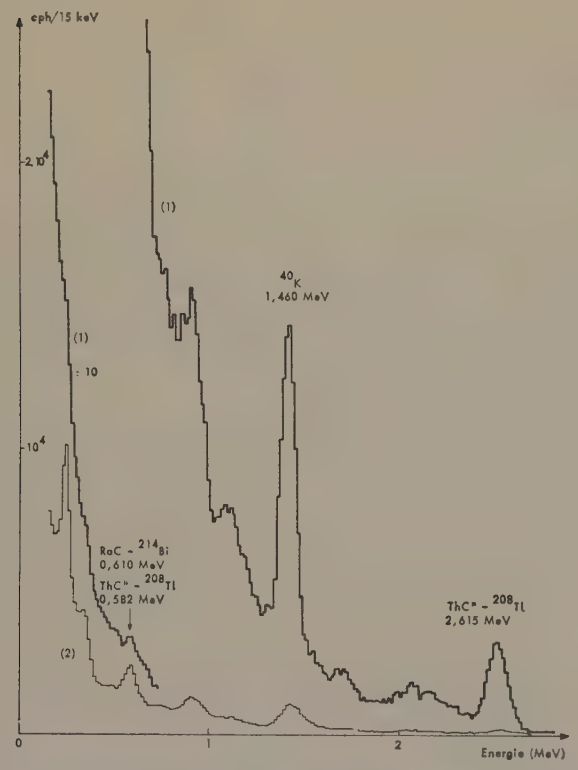

FIG. 28A. — *Modèle lunaire granitique.*

(1) *Spectre gamma en milieu semi-infini (mesure effectuée au point 15 du profil "Liernais", au moyen d'un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm).*

(2) *Spectre gamma en laboratoire de l'échantillon de granite F129 (800 g) prélevé à Liernais. La partie gauche du spectre* (1) *a été divisée par 10.*

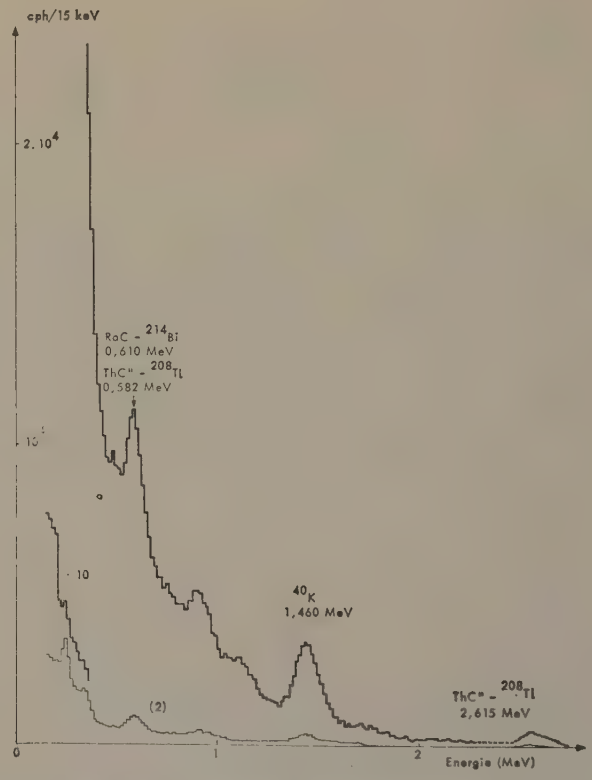

FIG. 28B. — *Modèle lunaire basaltique.*

(1) *Spectre gamma en milieu semi-infini (calculé d'après la mesure en laboratoire de l'échantillon de basalte GR 35).*

(2) *Spectre gamma en laboratoire de l'échantillon de basalte GR 35 (800 g) prélevé dans l'Ile de Santorin (Grèce) obtenu au moyen d'un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm. La partie gauche du spectre* (1) *a été divisée par 10.*

Compte tenu des dispersions importantes constatées dans la répartition des éléments radioactifs primitifs dans divers types de granites (deuxième partie, chapitre II) et de roches volcaniques (Cheminée, Nordemann, 1963), il pourra être difficile, à première vue, de distinguer un spectre gamma de basalte d'un spectre gamma de granite ; donc de reconnaître un type de roche d'un autre parmi les roches les plus répandues dans la croûte terrestre. Cependant, l'analyse d'un grand nombre de spectres, et leur corrélation avec ce qui est déjà connu du sol lunaire — topographie, réflectivité, constantes thermiques... — peut permettre de répondre à de nombreuses questions, dans le cas des deux modèles précédents.

Pour le modèle ultrabasique, nous avons choisi un échantillon de péridotite (F 181) prélevé à Ersa, en Corse. Le spectre correspondant (fig. 28D) ne présente rigoureusement aucune radioactivité décelable. Le spectre correspondant à la détection sur un sol de composition comparable, ne comporte aucune valeur non nulle, aux fluctuations près. Le problème des fluctuations sera abordé plus loin. Nous indiquons seulement, dans le spectre de la figure 28D, les fluctuations relatives à la détection du mouvement propre du détecteur lors d'une mesure hypothétique sur un sol non émetteur.

La radioactivité primitive observée ici dans les chondrites est uniquement due au potassium 40 (première partie, chapitre III). Le spectre correspondant à la détection des émissions du potassium 40 réparti en milieu semi-fini a été obtenu à partir des mesures effectuées dans une cuve où du chlorure de potassium a été dissous. Le développement relativement plus important de la colline Compton dans le cas du milieu étendu est nettement visible et confirme une tendance générale déjà citée (deuxième partie, chapitre IV).

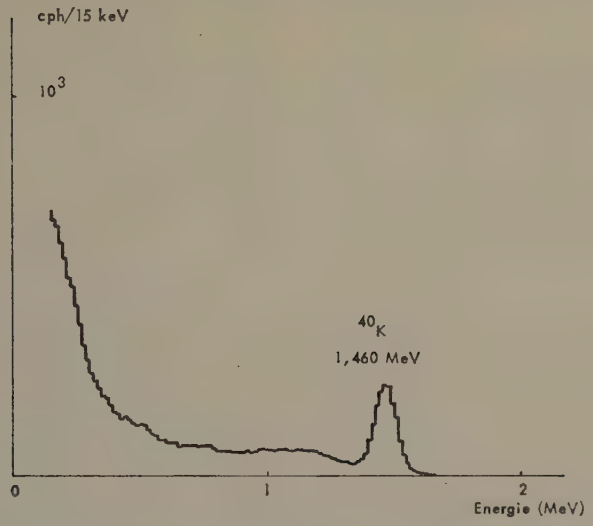

FIG. 28C. — *Modèle lunaire chondritique, spectre gamma en milieu semi-infini, obtenu par une mesure équivalente effectuée avec un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm, sur du potassium 40 réparti dans un grand volume d'eau.*

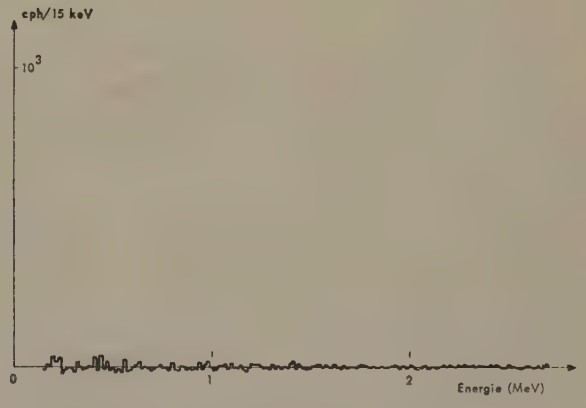

FIG. 28D. — *Modèle lunaire ultrabasique. Spectre gamma en milieu semi-infini calculé, pour un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm d'après une mesure en laboratoire, effectuée sur un échantillon de péridotite.*

Les tableaux XXXVI et XXXVII reprennent les résultats quantitatifs relatifs à la spectrométrie gamma en milieu étendu des quatre modèles lunaires adoptés. Les taux de comptage dus aux différents émetteurs primitifs accusent des valeurs très nettement différentes selon les modèles. Ceci peut évidemment permettre, lors d'une mesure réelle, de distinguer entre les différents modèles, d'après les teneurs en éléments radioactifs primitifs ; mais il y a lieu de tenir compte des dispersions possibles entre les teneurs de différents échantillons à l'intérieur d'une même espèce de roche, comme nous l'avons signalé dans la deuxième partie (chapitre II). L'étude de la corrélation éventuelle entre les teneurs des différents éléments primitifs peut éventuellement contribuer à diminuer les incertitudes relatives à des identifications difficiles.

Tableau XXXVI

Détection, dans le pic à 1,46 MeV, du potassium 40 par un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm qui serait placé au-dessus de sols lunaires de compositions supposées comparables à celles de roches typiques des principaux modèles choisis

Nuclide	Période	Mesure ou référence	Echantillon	Teneur (K)	Taux de comptage estimé (survol 2 π) (cph)
^{40}K	$1{,}27.10^9$ a	Liernais	Granite F 129	4,21 %	61 480
^{40}K	$1{,}27.10^9$ a	Laboratoire	Basalte GR 35	1,25 %	18 220
^{40}K	$1{,}27.10^9$ a	Laboratoire	Péridotite F 158	0,00 %	~ 0
^{40}K	$1{,}27.10^9$ a	Rankama (1963)	Dunite	0,001 %	15
^{40}K	$1{,}27.10^9$ a	Laboratoire	Chondrite Granès	0,083 %	1 210

Tableau XXXVII

Détection de quelques émissions gamma du thorium et de l'uranium (radium) par un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm qui serait placé au-dessus de sols lunaires de compositions supposées comparables à celles de roches typiques des principaux modèles choisis

Nuclide	Période	Mesure ou référence	Echantillon	Teneur (ppm)	Taux de comptage estimé (survol - 2 π) (cph)
^{232}Th	1,39.10^{10} a	Liernais	Granite F 129	58,3	25 835 (à 2,6 MeV)
^{232}Th	1,39.10^{10} a	Laboratoire	Basalte GR 35	9,3	4 134 (à 2,6 MeV)
^{232}Th	1,39.10^{10} a	Laboratoire	Péridotite F 158	$\sim$ 0	$\sim$ 0
^{232}Th	1,39.10^{10} a	Rankama (1963)	Dunite	0,2	89
^{232}Th	1,39.10^{10} a	Laboratoire	Chondrite Granès	0,0	$\sim$ 0
^{238}U (^{226}Ra)	4,51.10^{9} a	Liernais	Granite F 129	6,4	27 670 (à 610 keV)
^{238}U (^{226}Ra)	4,51.10^{9} a	Laboratoire	Basalte GF 35	3,5	15 740 (à 610 keV)
^{238}U (^{226}Ra)	4,51.10^{9} a	Laboratoire	Péridotite F 158	0,0	0
^{238}U (^{226}Ra)	4,51.10^{9} a	Laboratoire	Chondrite Granès	0,0	0

CHAPITRE III

LES EMISSIONS GAMMA DUES A L'EXPOSITION DU SOL LUNAIRE AU RAYONNEMENT COSMIQUE

Nous avons vu dans l'introduction pourquoi nous considérons comme très probable l'impact du rayonnement cosmique sur le sol lunaire. Tous les noyaux sont susceptibles d'être brisés par spallation ou de participer à des réactions nucléaires à la suite de l'action des protons ou des particules rapides du rayonnement cosmique. Les compositions élémentaires des exemples des modèles de sols lunaires choisis (tableau XXXII) renferment des noyaux dont nous avons observé les produits de spallation ou de réactions nucléaires : nous avons observé quelques produits engendrés naturellement par le rayonnement cosmique dans les météorites (première partie), nous avons étudié d'autres produits engendrés par l'irradiation artificielle par des protons accélérés dans divers échantillons de roches terrestres (deuxième partie, chapitre V).

Ces approches nous permettent à présent de prévoir la contribution des produits dus à l'action du rayonnement cosmique aux émissions de rayonnement gamma du sol lunaire.

En ce qui concerne le modèle chondritique, nous avons utilisé les résultats des mesures effectuées sur la météorite Granès (Nordemann, Tobailem, 1965 ; première partie, chapitre III). Cette météorite était, dans l'espace, irradiée sous un angle solide de 4π, alors que le sol lunaire ne peut recevoir le rayonnement cosmique que sous un angle solide de 2π ; les activités observées dans la météorite Granès et rapportées à la date de la chute ont donc été divisées par deux afin de tenir compte de ce facteur géométrique. Nous négligeons cependant ici les effets du passage du volume de la météorite au volume infini, puisque l'effet qui nous intéresse concerne la radioactivité induite dans la zone superficielle lunaire, et non en moyenne dans l'ensemble de la Lune. Notre estimation ne concerne donc que des valeurs moyennes d'activité, dans la couche superficielle, qui intègrent en quelque sorte, les variations des activités en fonction de la profondeur. Ces variations sont dues à l'absorption du rayonnement cosmique dans la matière du sol lunaire ; elles peuvent être déduites de l'analyse de cibles épaisses irradiées par des protons de haute énergie, en tenant compte de la nature différente des matériaux susceptibles de constituer le sol lunaire (annexe I).

Le tableau XL présente les résultats du transfert des valeurs moyennes, mesurées dans la météorite Granès, au cas de l'irradiation naturelle par le rayonnement cosmique d'un corps lunaire hypothétique de composition chondritique.

Les émetteurs gamma ou bêta positifs de courte période susceptibles d'être engendrés par l'impact du rayonnement cosmique sur un sol chondritique sont déduits des résultats des irradiations artificielles de roches (deuxième partie, chapitre V). Parmi ceux-ci figurent principalement les produits à courte période provenant de la spallation de l'oxygène : oxygène 15 (2,07 min.), azote 13 (10,05 min.) et carbone 11 (20,4 min.) et du silicium : fluor 18 (1 heure 52 min.). Il convient de mentionner également le sodium 24, produit de la réaction (n_{th},γ) sur le sodium 23 (abondance isotopique : 100 %) et par conséquent témoin possible du sodium stable.

Les activités attribuables à des produits de très courte période (inférieure à 2 minutes) sont prévues au moyen des valeurs des sections efficaces obtenues par d'autres expérimentateurs (Bruninx, 1961). Ces produits comprennent le bore 12 (0,02 sec.), le bore 8 (0,78 sec.), le carbone 15 (2,25 sec.), l'oxygène 16 (7,35 sec.), le carbone 10 (19,1 sec.) et l'oxygène 14 (1,20 min.).

En ce qui concerne la prévision des émissions gamma d'origine cosmique dans les roches des trois autres modèles, nous avons utilisé les procédés qui nous ont déjà permis l'étude du modèle chondritique. Cependant, les résultats des mesures effectuées sur la météorite Granès ne permettent pas de déduire directement les activités des produits à longue période ; le mode de calcul adopté tient alors compte des abondances respectives des éléments qui, bombardés par le rayonnement cosmique, leur donnent naissance. A l'opposé, les résultats des irradiations d'échantillons de roches permettent la détermination directe des activités des produits à courte période, prévues lors de l'irradiation cosmique des sols lunaires correspondants.

Ainsi, nous avons calculé à partir des mesures effectuées, tant sur les météorites que sur les échantillons de roches irradiées, les activités correspondant à des irradiations, à saturation, par 1 proton par centimètre carré par seconde, d'échantillons de différents matériaux constitués d'oxygène, de silicium, de fer, etc. et supposés placés dans des conditions géométriques et physiques (densité, production de particules secondaires, coefficients d'absorption...) identiques.

Ces résultats partiels nous ont permis de prévoir l'ordre de grandeur des activités dues au rayonnement cosmique, pour les trois modèles non-chondritiques. Ces résultats sont présentés dans les tableaux XXXVIII, XXXIX et XLI. Il est nécessaire de remarquer que les activités relatives aux trois modèles ne sont pas très différentes. Ceci provient des compositions élémentaires (tableau XXXII) relativement voisines pour les trois natures de roches considérées. Une analyse très fine des futurs résultats lunaires sera donc nécessaire.

Les prévisions concernant les produits d'origine cosmique ont été reportées dans les spectres gamma des émissions d'origine primitive des quatre modèles adoptés. Il est possible d'obtenir ainsi l'allure générale des spectres correspondant à la détection hypothétique des émissions gamma d'origine nucléaire de différents sols lunaires possibles (fig. 29A, 29B, 29C et 29D).

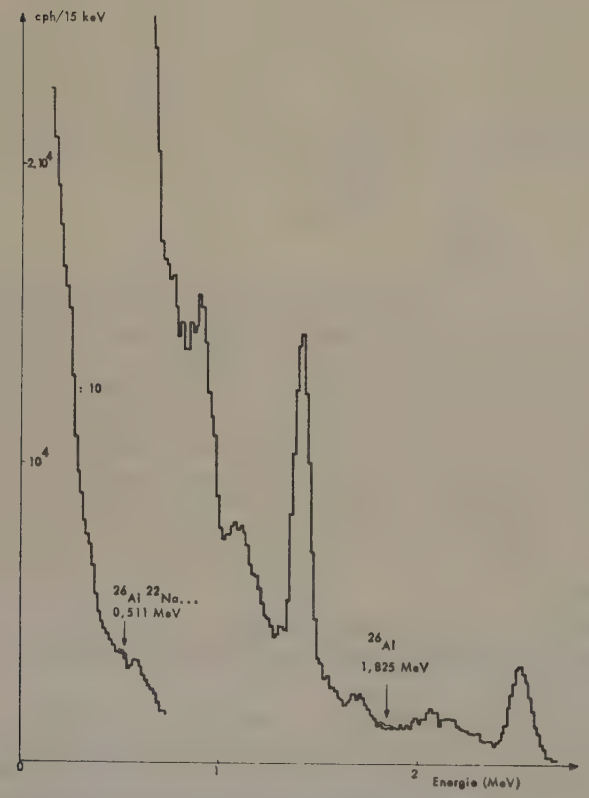

FIG. 29A. — *Modèle lunaire granitique, spectre gamma obtenu à partir de la mesure effectuée au point 15 du profil "Liernais", au moyen d'un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm. Les contributions des produits dus à l'action du rayonnement cosmique ont été représentées en traits fins. Ces produits ne sont pas détectables dans le cas représenté ici.*

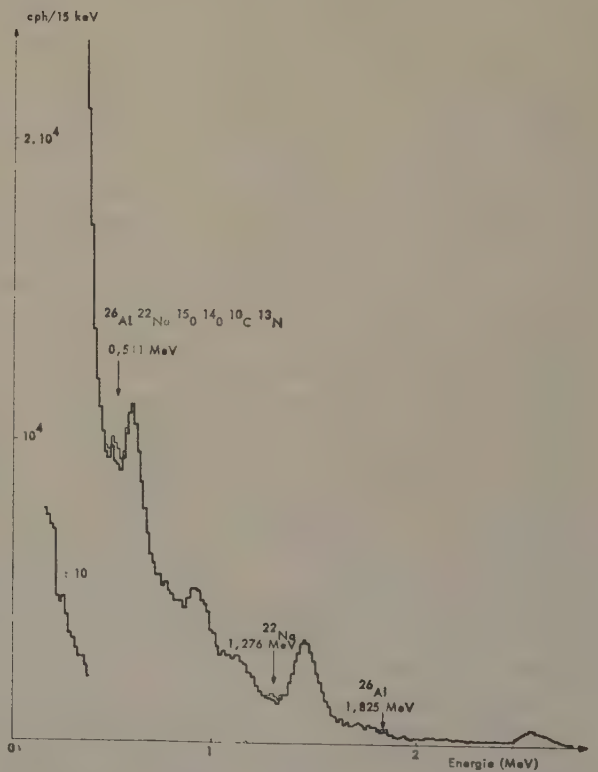

FIG. 29B. — *Modèle lunaire basaltique, spectre gamma en milieu semi-infini (calculé pour un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm, d'après la mesure en laboratoire de l'échantillon de basalte GR 35) ; la partie gauche du spectre a été divisée par 10. Les principales contributions des produits dus à l'action du rayonnement cosmique sont représentées en traits fins. La contribution des émetteurs β^+ dans le pic à 0,511 MeV est nettement visible.*

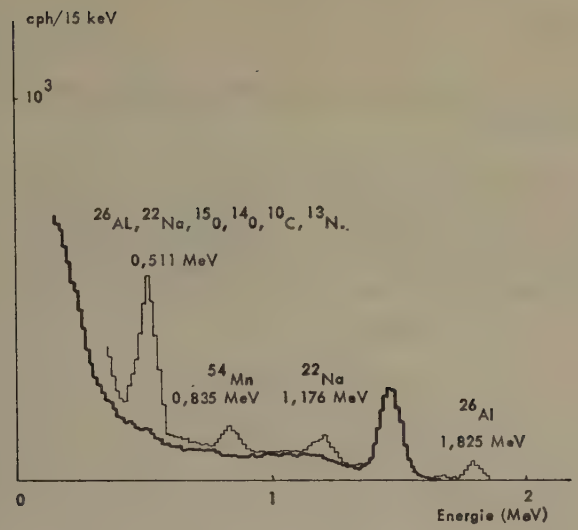

FIG. 29C. — *Modèle lunaire chondritique, spectre gamma en milieu semi-infini, obtenu par une mesure équivalente effectuée avec un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm, sur du potassium 40 réparti dans un grand volume d'eau. Les principales contributions des produits dus à l'action du rayonnement cosmique sont représentées en traits fins.*

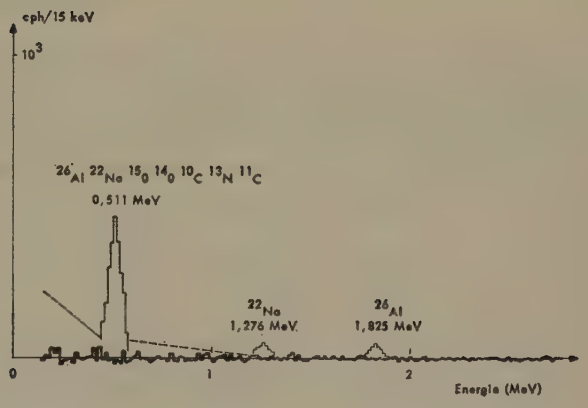

FIG. 29D. — *Modèle lunaire ultrabasique, Spectre gamma en milieu semi-infini calculé pour un cristal Na I (Tl) de 10 cm × 8 cm d'après une mesure en laboratoire effectuée sur un échantillon de périodotite. Les principales contributions des produits dus à l'action du rayonnement cosmique sont représentées en traits fins.*

Outre les principaux pics dus aux émetteurs primitifs que nous avons déjà décrits apparaissent quelques pics dus aux produits de spallation ou d'irradiation. Le pic à 0,511 MeV est caractéristique des émetteurs bêta positifs. Ces derniers sont des produits à courte ou moyenne période issus de la spallation de l'oxygène, et pour une part moins importante, du silicium, du fer, etc.

Les autres pics sont moins importants et correspondent aux émissions gamma des produits de spallation et éventuellement d'irradiation neutronique : sodium 22, sodium 24, aluminium 26, scandium 46, vanadium 48, chrome 51, manganèse 52, manganèse 54...

La détection de ces nuclides est-elle possible dans tous les cas ? Pour les modèles chondritiques et péridotitiques, la réponse peut être affirmative ; les émissions gamma des nuclides dus à l'action du rayonnement cosmique sont peu masquées par les émissions primitives, les taux de comptage sont cependant assez peu importants et nécessitent des comptages prolongés, d'une dizaine de minutes à quelques heures.

Dans le cas des modèles granitiques ou basaltiques, selon l'importance des émissions d'origine primitive, les produits de spallation peuvent ne pas apparaître ; leurs contributions varient peu selon les modèles alors que les taux de comptages provenant des descendants de l'uranium, du thorium et du potassium 40 peuvent déjà les masquer et rendre leur détection difficile. Dans ce cas, cependant, les taux de comptage permettent d'évaluer les teneurs en éléments radioactifs primitifs à partir de mesures plus courtes, de une à quelques minutes. L'étude des hétérogénéités topographiques est donc plus facile (deuxième partie, chapitre III).

Tableau XXXVIII

Principales émissions du sol lunaire attribuables aux nuclides engendrés par l'action du rayonnement cosmique (cas du modèle granitique)

Nuclide	Activité $\left(\frac{\text{dpm.kg}^{-1}}{\text{p.cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}}\right)$	Energie (MeV)	$\frac{\gamma}{\text{total}}$	Rendement $R_{1/2\infty}$ (cph/dpm kg^{-1})	Taux de comptage dans pics (cph)	Taux de comptage à 0,511 MeV (cph)	Taux de comptage dans principaux pics (cph)
^{10}C	10,1	0,511	2,00	7,9	160	160	
^{14}O	18,2	0,511	2,00	7,9	288	288	
^{15}O	15,2	0,511	2,00	7,9	240	240	
^{13}N	9,9	0,511	2,00	7,9	157	157	
^{11}C	6,6	0,511	2,00	7,9	104	104	
^{18}F	2,7	0,511	1,94	7,9	41	41	
^{52}Mn	0,12	0,511	0,7	7,9	1	1	
		0,730	1,00	7,8	1		
		0,940	1,00	7,7	1		
		1,460	1,00	7,0	1		
^{48}V	0,34	0,511	1,12	7,9	3	3	
		0,986	1,00	7,6	3		
		1,314	1,00	7,3	2		
^{51}Cr	1,6	0,323	0,098	6,5	1		
^{7}Be	16,5	0,480	0,12	7,9	16	16	
^{56}Co	0,4	0,511	0,30	7,9	1		
^{58}Co		0,800	1,00	7,8	3		
^{46}Sc	0,11	0,885	1,00	7,7	1		
		1,119	1,00	7,4	1		
^{54}Mn	1,0	0,840	1,00	7,7	1		
^{22}Na	62,5	0,511	1,80	7,9	889	889	
		1,276	0,99	7,3	452		452
^{26}Al	78,0	0,511	1,68	7,9	1 035	1 035	
		1,825	0,96	6,4	478		478
						2 934	

Tableau XXXIX

Principales émissions du sol lunaire attribuables aux nuclides engendrés par l'action du rayonnement cosmique (cas du modèle basaltique)

Nuclide	Activité $\left(\frac{\text{dpm.kg}^{-1}}{\text{p.cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}}\right)$	Energie (MeV)	$\frac{\gamma}{\text{total}}$	Rendement $R_{1/2\infty}$ (cph/dpm kg^{-1})	Taux de comptage dans pics (cph)	Taux de comptage à 0,511 MeV (cph)	Taux de comptage dans principaux pics (cph)
^{10}C	10,4	0,511	2,00	7,9	164	164	
^{14}O	18,7	0,511	2,00	7,9	296	296	
^{15}O	33,0	0,511	2,00	7,9	521	521	
^{13}N	10,2	0,511	2,00	7,9	161	161	
^{11}C	3,5	0,511	2,00	7,9	55	55	
^{18}F	2,0	0,511	1,94	7,9	31	31	
^{52}Mn	0,83	0,511	0,7	7,9	5	5	
		0,730	1,00	7,1	6		
		0,940	1,00	7,7	6		
		1,460	1,00	7,0	6		
^{48}V	2,34	0,511	1,11	7,9	21	21	
		0,986	1,00	7,6	18		
		1,314	1,00	7,3	17		
^{51}Cr	10,9	0,323	0,098	6,5	7		
^{7}Be	17	0,480	0,12	7,9	16	16	
^{56}Co	2,76	0,511	0,30	7,5	7	7	
^{58}Co		0,800	1,00	7,8	22		
^{46}Sc	0,76	0,885	1,00	7,7	6		
		1,119	1,00	7,4	6		
^{54}Mn	7,0	0,840	1,00	7,7	54		
^{22}Na	49,3	0,511	1,80	7,9	703	703	
		1,276	0,99	7,3	356		356
^{26}Al	61,4	0,511	1,68	7,9	815	815	
		1,825	0,96	6,4	377		377
						2 795	

Tableau XL

Principales émissions du sol lunaire attribuables aux nuclides engendrés par l'action du rayonnement cosmique (cas du modèle chondritique)

Nuclide	Activité $\left(\frac{\text{dpm.kg}^{-1}}{\text{p.cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}}\right)$	Energie (MeV)	$\frac{\gamma}{\text{total}}$	Rendement $R_{1/2\infty}$ (cph/dpm kg^{-1})	Taux de comptage dans pics (cph)	Taux de comptage à 0,511 MeV (cph)	Taux de comptage dans principaux pics (cph)
^{10}C	8,0	0,511	2,00	7,9	126	126	
^{14}O	14,4	0,511	2,00	7,9	227	227	
^{15}O	18,3	0,511	2,00	7,9	289	289	
^{13}N	7,3	0,511	2,00	7,9	123	123	
^{11}C	4,9	0,511	2,00	7,9	77	77	
^{18}F	2,2	0,511	1,94	7,9	34	34	
^{52}Mn	3	0,511	0,7	7,9	17	17	
		0,730	1,00	7,8	23		
		0,940	1,00	7,7	23		
		1,460	1,00	7,0	21		
^{48}V	8,5	0,511	1,12	7,9	75	75	
		0,986	1,00	7,6	65		
		1,314	1,00	7,3	62		
^{51}Cr	39,5	0,323	0,098	6,5	26		
^{7}Be	13	0,480	0,12	7,9	12	12	
^{56}Co	10	0,511	0,30	7,9	24	24	
^{58}Co		0,800	1,00	7,8	78		78
^{46}Sc	2,8	0,885	1,00	7,7	22		
		1,119	1,00	7,4	21		
^{54}Mn	25	0,840	1,00	7,7	193		193
^{22}Na	32,5	0,511	1,80	7,9	462	462	
		1,276	0,99	7,3	235		235
^{26}Al	40,5	0,511	1,68	7,9	538	538	
		1,825	0,96	6,4	249		249
						2 004	

Tableau XLI

Principales émissions du sol lunaire attribuables aux nuclides engendrés par l'action du rayonnement cosmique (cas du modèle ultrabasique)

Nuclide	Activité $\left(\frac{\text{dpm.kg}^{-1}}{\text{p.cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}}\right)$	Energie (MeV)	$\frac{\gamma}{\text{total}}$	Rendement $R_{1/2\infty}$ (cph/dpm kg^{-1})	Taux de comptage dans pics (cph)	Taux de comptage à 0,511 MeV (cph)	Taux de comptage dans principaux pics (cph)
^{10}C	9,6	0,511	2,00	7,9	152	152	
^{14}O	17,4	0,511	2,00	7,9	275	275	
^{15}O	44,0	0,511	2,00	7,9	695	695	
^{13}N	9,5	0,511	2,00	7,9	150	150	
^{11}C	8,2	0,511	2,00	7,9	130	130	
^{18}F	3,5	0,511	1,94	7,9	54	54	
^{52}Mn	0,88	0,511	0,70	7,9	5	5	
		0,730	1,00	7,8	7		
		0,940	1,00	7,7	7		
		1,460	1,00	7,0	6		
^{48}V	2,50	0,511	1,12	7,9	22	22	
		0,986	1,00	7,6	19		
		1,314	1,00	7,3	18		
^{51}Cr	11,6	0,323	0,098	6,5	7		
^{7}Be	15,7	0,480	0,12	7,9	15		
^{56}Co	2,94	0,511	0,30	7,9	7		
^{58}Co		0,800	1,00	7,8	23		
^{46}Sc	0,82	0,885	1,00	7,7	6		
		1,119	1,00	7,4	6		
^{54}Mn	7,35	0,840	1,00	7,7	57		
^{22}Nc	31,5	0,511	1,80	7,9	448	448	
		1,276	0,99	7,3	228		228
^{26}Al	39,2	0,511	1,68	7,9	520	520	
		1,825	0,96	6,4	237		237
						2 451	

A côté des émissions gamma des produits de spallation engendrés par l'impact du rayonnement cosmique sur le sol lunaire, nous devons mentionner le rayonnement gamma d'annihilation des électrons positifs présents dans les gerbes. Les interactions du rayonnement cosmique avec le sol lunaire peuvent être prédites d'après les phénomènes observés dans l'atmosphère.

Ainsi, récemment, la raie à 0,511 MeV d'annihilation a été détectée dans la haute atmosphère terrestre (à 18 000 m) par Rocchia, Labeyrie, Ducros et Boclet (1965). A la latitude géomagnétique de 47° N, où les mesures ont été effectuées, la production totale des positons, dans une colonne atmosphérique de 1 cm^2, a été évaluée, par Rocchia (1965) à :

$$N_{\text{c}}{}_{+} = (13 \pm 1{,}3)\ e^+\ cm^{-2}\ sec^{-1}$$

Les différentes contributions aboutissant à la formation de positons sont présentées dans le tableau XLII :

Tableau XLII

Répartition des taux de production de positons dans l'atmosphère
(selon Rocchia, 1965)

Origine	Nombre de positons créés ($e^+\ cm^{-2}\ sec^{-1}$)	Energie mise en jeu ($MeV\ cm^{-2}\ sec^{-1}$)
Désintégration γ des mésons π°	9,5	812
Désintégration des muons $\mu^{\pm}$	2,35	200
Electrons primaires	0,3	20
Neutrons	0	
Protons	0,2	
Total	12,4	
Valeur mesurée	13	

Les interactions aboutissant à la formation des mesons π sont des interactions proton-nucléon mettant en jeu des énergies élevées, notablement supérieures à 140 MeV. Les phénomènes sont ainsi, pour les effets considérés, sensiblement les mêmes, lors du bombardement par les protons cosmiques de noyaux variés (Hopper, 1964). Les taux de production de positons seront voisins pour des matières constituées d'azote et d'oxygène (atmosphère terrestre) ou d'oxygène, de silicium, de magnésium et de fer (principales roches connues dans le système solaire).

A la latitude géomagnétique de 47° N, à cause de l'effet géomagnétique, le flux protonique primaire au-dessus de 1 GeV ne représente qu'une fraction (égale à 0,412) du flux maximum rencontré au niveau de l'orbite terrestre, hors de la magnétosphère terrestre (Labeyrie, 1965).

Selon ces estimations, la production globale de positons, dans la couche supérieure de matière d'une planète non protégée par un champ magnétique notable, serait de l'ordre de 30 $e^+\ cm^{-2}\ sec^{-1}$.

Nous avons reporté dans le tableau XLIII les taux de production des produits de spallation émetteurs β^+, obtenus plus haut, et le taux de production de positons associés aux gerbes cosmiques :

Tableau XLIII

Emissions de positons des produits de spallation et des gerbes d'origine cosmique dans les différents modèles de sol lunaire.
Les taux d'émission de positons par les produits de spallation ont été calculés ici en négligeant le phénomène de capture électronique et en se fondant sur une longueur d'absorption par la matière du rayonnement cosmique primaire équivalant à 170 g cm^{-2}

		Granite	Basalte	Chondrite	Péridotite
^{11}C, ^{14}O, ^{15}O, ^{10}C, ^{13}N ($dpm\ .\ kg^{-1}$)		63	78	55	92
^{26}Al, ^{22}Na ($dpm\ .\ kg^{-1}$)		141	111	73	71
Total des produits de spallation	($dpm\ .\ kg^{-1}$)	203	188,5	128	163
	($dps\ .\ kg^{-1}$)	3,4	3,1	2,1	2,7
	($e^+\ cm^{-2}\ sec^{-1}$)	$\sim 0{,}6$	$\sim 0{,}5$	$\sim 0{,}4$	$\sim 0{,}5$
Positions des gerbes ($e^+\ cm^{-2}\ sec^{-1}$)		30	30	30	30

On voit que la production de positons dans les gerbes est considérablement plus élevée que celle qui provient de la désintégration des produits de spallation cités. Les émissions gamma issues des positons créés dans les gerbes peuvent donc représenter la contribution la plus importante dans le pic à 0,511 MeV des mesures de spectrométrie gamma projetées.

Dans les spectres gamma du sol lunaire, la contribution des positons des gerbes au domaine des énergies supérieures à 0,511 MeV est probablement moins importante. En effet, les spectres gamma observés dans l'atmosphère présentent, au-delà de 0,511 MeV, une rapide décroissance (Rocchia, 1965), confirmée par la forme des spectres gamma d'annihilation en vol des positons (Gerhart, Carlson, Sherr, 1954).

Par contre, la dégradation du rayonnement gamma dans le domaine des basses énergies et les autres contributions, telles que le rayonnement de freinage, tendent à rendre très délicate la détection éventuelle des pics d'énergie inférieure à 0,511 MeV.

Tableau XLIV

Principales émissions gamma possibles du sol lunaire (rayonnement émergeant, non dégradé, en $\gamma \cdot cm^{-2} sec^{-1}$)

Origine	Gerbes	Spallation	Eléments primitifs		
	$\pi^\circ \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + \ldots$	^{26}Al, ^{22}Na	Th + Ra	K	Th
Energie (MeV)	0,511	0,511	0,583 0,607	1,460	2,615
Modèle granitique	2,1	0,04	0,47 + 0,30	2,1	1,12
Modèle basaltique	2,1	0,04	0,08 + 0,19	0,6	0,18
Modèle chondritique	2,1	0,03	0,0 + 0,0	0,04	0,0
Modèle ultrabasique	2,1	0,04	0,0 + 0,0	0,0	0,0

CHAPITRE IV

QUELQUES FACTEURS CORRECTIFS INTERVENANT DANS LA SPECTROMETRIE GAMMA DU SOL LUNAIRE

Il conviendra de soustraire des spectres obtenus lors de la spectrométrie gamma orbitale ou stationnaire, les spectres provenant de la détection du rayonnement qui n'est pas issu du sol lunaire.

1. L'appareillage est doté d'un mouvement propre dont l'origine est liée aux impuretés radioactives des cristaux scintillateurs, des photomultiplicateurs, des matériaux environnants. Des améliorations technologiques considérables ont déjà réduit, au cours des dernières années, le mouvement propre des détecteurs dans des proportions importantes. Des précautions extrêmement grandes devront être prises lors du choix des matériaux de construction et d'équipement du satellite, qui ne devront être adoptés que si leur radioactivité est suffisamment faible. Ce facteur n'est pas très important à cause des flux élevés de rayonnement gamma susceptibles d'être rencontrés au-dessus du sol lunaire.

2. Le satellite et le détecteur lui-même seront soumis à l'irradiation cosmique. L'activation qui en résulte ne sera certainement pas négligeable.

Les mesures effectuées sur les éléments d'un détecteur exposé à un flux de protons de haute énergie ou de particules secondaires représentent des exemples de produits susceptibles d'être détectés dans l'espace (Nordemann, David, 1966). Ces produits sont, pour la plupart, les mêmes que ceux que nous avons étudiés au cours de ce travail. Certains, comme l'iode 126 ou l'iode 128, produits de l'irradiation de l'iode du cristal scintillateur, sont différents et aisément reconnaissables.

Il conviendra également, de minimiser cet effet, et de corriger les mesures réelles de l'effet résiduel. Nous citons ici quelques facteurs dont il pourra être tenu compte selon les cas :

— Le détecteur pourra être environné du moins de matière possible. Ceci sera éventuellement obtenu en le sortant à l'extrémité d'un bras.

— Les matériaux environnant le détecteur et le détecteur lui-même devront être peu émetteurs gamma ou bêta lors de l'irradiation protonique.

— Le détecteur pourra être protégé des matériaux émetteurs par un blindage approprié, passif par absorption ou actif par anticoïncidence. Ce blindage pourra tenir lieu de collimateur, le détecteur « visant » ainsi le sol lunaire.

Cependant, malgré toutes ces précautions, il y aura lieu de déduire des spectres obtenus à proximité du sol lunaire, les spectres donnés par le détecteur dans des conditions d'irradiation comparables. Des spectres de mouvement propre de l'ensemble détecteur seront obtenus, par exemple, pendant le trajet Terre-Lune. Un moniteur auxiliaire permettra de tenir compte des variations du flux de protons bombardant l'ensemble.

CONCLUSION

Nous avons cherché au cours de ce travail à mieux connaître quelques phénomènes concernant les émissions gamma naturelles de la matière solide dans le système solaire. Les émissions gamma des roches terrestres proviennent du potassium 40 et des descendants de l'uranium 238 et du thorium 232, tandis que celles des météorites proviennent principalement des produits de spallation issus de l'action du rayonnement cosmique. La spectrométrie gamma permet l'analyse de ces émissions et conduit au dosage des principaux émetteurs, et ainsi, à l'identification éventuelle des roches ou à l'histoire de l'irradiation cosmique des météorites.

Une des questions fondamentales posées au début de ce travail a été la suivante : la spectrométrie gamma permettrait-elle également de connaître la nature du sol lunaire ? Avant d'avoir effectué réellement des mesures de la radioactivité du sol lunaire, il n'est évidemment pas possible de répondre avec certitude ni de prévoir la répartition des teneurs en éléments radioactifs primitifs. Cependant, les résultats des mesures que nous préconisons, même s'ils posent de nouveaux problèmes ou nécessitent des modèles que nous n'avons pas envisagé, permettront certainement de mieux connaître la constitution du sol lunaire.

Par ailleurs, il est possible d'être considérablement plus affirmatif sur la présence et les activités des produits de spallation dans le sol lunaire. Le rayonnement cosmique atteint le sol lunaire avec une atténuation probablement très faible. La présence d'oxygène et de silicium dans les roches lunaires est de plus très probable. Nous tenons donc les produits de spallation ou d'irradiation d'origine cosmique comme certainement présents dans la couche superficielle du sol lunaire. Ces produits sont-ils détectables ? Notre étude répond en partie à cette question. Leurs contributions dans le domaine des énergies élevées seront nettes pour les roches péridotitiques ou chondritiques, dans les autres cas, les contributions des produits de spallation peuvent être difficiles à distinguer des pics et du fond Compton dus aux éléments radioactifs primitifs. Dans tous les cas, cependant, les rayons gamma d'annihilation des positons présents dans les gerbes cosmiques représentent une contribution très importante dans le domaine des basses énergies ($\leqslant$ 0,5 MeV).

Nous pensons ainsi avoir contribué à démontrer la validité de l'étude des émissions gamma naturelles comme un moyen d'investigation puissant, tant dans les domaines inexplorés de la géophysique que dans ceux de l'astrophysique.

ANNEXE 1

INFLUENCE DE LA DIMENSION DES CORPS IRRADIES SUR L'EFFICACITE DE LA SPALLATION

Les protons rapides provoquent dans la matière des interactions nucléaires, et ils y produisent ainsi des particules secondaires et des noyaux résiduels appelés produits de spallation (première partie, chapitre I). Les particules secondaires peuvent, à leur tour, lorsqu'elles sont dotées d'une énergie suffisante, donner lieu à des réactions comparables (Arnold, Honda, Lal, 1961). En particulier, quand la masse des produits de spallation diffère peu de celle des noyaux-cibles ($\Delta A \leqslant 10$), les réactions correspondantes peuvent être provoquées par des protons ou neutrons d'énergie moyenne (> 100 MeV) donc par les particules secondaires des flux de protons cosmiques galactiques * (fig. 3). Dans de tels cas, les particules secondaires peuvent même jouer un rôle prépondérant.

Ainsi, les taux de formation des produits de spallation ne sont pas simplement proportionnels au flux incident, à la densité en noyaux-cibles et à la section efficace, ils dépendent fortement de l'environnement matériel où sont produites et partiellement absorbées les particules secondaires.

Nous avons donc recherché un mode de calcul qui puisse rendre compte de façon simple de l'effet des particules secondaires. Cette interprétation est en accord avec les résultats d'irradiation de cibles épaisses (Shedlovsky, Rayudu, 1965), et permet ainsi de prévoir, d'après ceux-ci, les valeurs des sections efficaces apparentes de formation de produits de spallation, à l'intérieur d'objets irradiés de différentes dimensions. Les formules trouvées permettent d'évaluer les flux de protons cosmiques auxquels les météorites étudiées ont été exposées ; elles peuvent conduire également à la prévision de la répartition verticale des produits de spallation dans les sols ou atmosphères des planètes.

Nous nous intéresserons aux particules secondaires produites lors de la première collision. Par ailleurs, nous supposerons l'absorption en nombre régie par une loi exponentielle. La perte d'énergie des particules, le long du parcours, est négligée.

Nous indiquons ci-dessous la signification des divers symboles littéraux utilisés :

Φ_p : flux de particules primaires (particules . cm^{-2} sec^{-1})
Φ_s : flux de particules secondaires (particules . cm^{-2} sec^{-1})
N : densité nucléaire de l'objet (noyaux . cm^{-3})
σ_p : section efficace d'interaction des particules primaires
σ_s : section efficace d'interaction des particules secondaires
σ_{pi} : section efficace de formation du nuclide i par les particules primaires
σ_{si} : section efficace de formation du nuclide i par les particules secondaires
μ_p : coefficient d'absorption des particules primaires
μ_s : coefficient d'absorption des particules secondaires
h : profondeur du point M dans la cible épaisse
n : coefficient de multiplication (primaires $\rightarrow$ secondaires)

---

* Nous ne faisons que mentionner ici les protons d'origine solaire, d'énergie moindre, mais plus abondants, en particulier au voisinage du Soleil (Wasson, 1963) ou après des événements solaires exceptionnels. Leur action peut ne pas être négligeable pour la spallation, à l'intérieur des poussières cosmiques et dans la zone superficielle des météorites, et des planètes. A cause de leur faible énergie cependant (fig. 3), ces protons solaires ne peuvent produire un grand nombre de particules secondaires actives pour la spallation.

r : distance du point M considéré (flux de particules secondaires $\varnothing_s$) au point P d'interaction des primaires (flux de particules primaires $\varnothing_p$)

V : volume de l'objet irradié.

Dans le cas où l'on suppose que tous les points du volume V sont exposés au flux $\varnothing_p$ incident (absorption négligeable des particules primaires), le flux de particules secondaires au point M, peut être exprimé par la formule :

$$\Phi_s = \int_V \Phi_p \mu_p n \frac{1}{4\pi r^2} e^{-\mu_s r} dV \qquad (1)$$

On considère, en premier lieu, une sphère de petite dimension, irradiée de façon isotrope. L'intégration de la formule précédente permet de prévoir la variation du flux de particules secondaires le long d'un diamètre :

$$\Phi_s = \int_0^{a-d} \Phi_p \mu_p n e^{-\mu_s r} dr + \int_{a-d}^{a+d} \Phi_p \mu_p n e^{-\mu_s r} \frac{1}{2}\left(1 - \frac{d^2 - a^2 + r^2}{2 r d}\right) dr \qquad (2)$$

L'intégration donne alors :

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n \left\{ \frac{1}{\mu_s}\left[1 - \frac{1+\mu_s(a+d)}{4\mu_s d} e^{-\mu_s(a-d)} + \frac{1+\mu_s(a-d)}{4\mu_s d} e^{-\mu_s(a-d)}\right] + \frac{a^2-d^2}{4d}\left[-\mathrm{Ei}(-\mu_s[a-d]) + \mathrm{Ei}(-\mu_s[a+d])\right]\right\} \qquad (3)$$

La figure 30 représente quelques courbes de répartition du flux de particules secondaires à l'intérieur de sphères irradiées de différents diamètres. Les coordonnées réduites suivantes ont été utilisées :

$$z = \mu_s a$$

$$x = \frac{d}{a}$$

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n a I \qquad (4)$$

$$I = \frac{1}{z}\left[1 - \frac{1+z(1+x)}{4zx} e^{-z(1-x)} + \frac{1+z(1-x)}{4zx} e^{-z(1+x)}\right] + \frac{1-x^2}{4x}\left[-\mathrm{Ei}(-z[1-x]) + \mathrm{Ei}(-z[1+x])\right]$$

Le cas des sphères petites par rapport aux longueurs d'absorption a été traité séparément, en intégrant la formule (2) initiale, simplifiée pour $\mu_s = 0$. L'intégrale devient :

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n\left[\int_0^{a+d} dr + \int_{a-d}^{a+d} \frac{1}{2}\left(1 - \frac{d^2 - a^2 + r^2}{2 r d}\right) dr\right] \qquad (5)$$

ce qui conduit à :

$$I = \frac{1}{2} - \frac{d^2 - a^2}{4ad} \mathrm{Log} \frac{a+d}{a-d} \qquad (6)$$

ou

$$I = \frac{1}{2} + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{x} - x\right) \mathrm{Log} \frac{1+x}{1-x} \qquad (6')$$

Les courbes présentées sur la figure 30 montrent la même allure, la valeur du flux de particules secondaires étant toujours, dans le cadre de ces hypothèses, maximale au centre de la sphère irradiée ; l'intégrale I atteint alors la valeur 1.

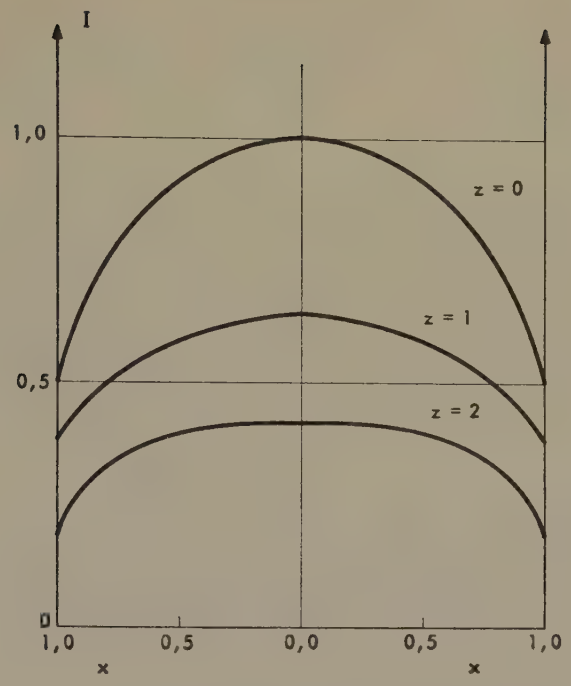

FIG. 30. — *Répartition du flux de particules secondaires dans un corps sphérique (d'après les formules pour $z = 0$ et $z = 1$, $z = 2$).*

Il est possible, à partir de la répartition précédente, d'obtenir la valeur du flux moyen de particules secondaires à l'intérieur de la sphère. Pour cela, il convient d'utiliser une approximation parabolique de la fonction I de la forme $I = 1 - \frac{x^2}{2}$, qui conduit à la valeur moyenne dans la sphère irradiée :

$$\overline{I} = \frac{\int_0^1 (1 - \frac{x^2}{2})\, 4\pi x^2\, dx}{\int_0^1 4\pi x^2\, dx} = \frac{7}{10} \qquad (7)$$

Avec les hypothèses adoptées, la valeur moyenne du flux de particules secondaires est égale aux sept dixièmes du flux au centre de la sphère. Compte tenu des allures comparables des courbes de répartition présentées sur la figure 30, ce rapport sera utilisé pour des dimensions d'objets irradiés plus importantes, pour lesquelles la condition $\mu_s \neq 0$ ne sera plus remplie.

Rappelons ici la signification physique des résultats précédents. Les taux moyens de spallation dus aux particules secondaires et aux particules primaires sont respectivement :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{si} = \frac{7}{10}\, \Phi_p\, \mu_p\, n\, a\, N\, \sigma_{si} \qquad (8)$$

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi} = \Phi_p\, N\, \sigma_{pi} \qquad (9)$$

Leur rapport vaut donc :

$$\frac{\left(\frac{dN}{dt}\right)_{si}}{\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi}} = \frac{7}{10}\, \mu_p\, n\, a\, \frac{\sigma_{si}}{\sigma_{pi}} \qquad (10)$$

Les sections efficaces de formation des produits de spallation varient peu avec l'énergie (fig. 4), donc nous pouvons admettre $\sigma_{si} \# \sigma_{pi}$. Ainsi, le rapport étudié varie proportionnellement au quotient du rayon du corps par la longueur d'absorption $\frac{1}{\mu_p}$ des particules primaires ($\frac{1}{\mu_p} = 25$ cm, dans le fer pour les protons cosmiques).

On voit ainsi que, dans les poussières cosmiques, à l'inverse des météorites, la contribution des particules secondaires aux réactions de spallation, est négligeable. Nous précisons ici que les particules secondaires dont nous parlons sont formées au sein même des corps irradiés ; dans les corps de dimensions importantes, les particules secondaires sont, en majorité, absorbées, et jouent ainsi un rôle important dans les réactions de spallation. Dans les poussières, les particules secondaires s'échappent aisément dans l'espace. On peut alors objecter à notre raisonnement, l'argument fondé sur la capture par les poussières, des particules secondaires échappées d'autres poussières. Cet argument peut être réfuté si l'on songe au fait que les particules sont absorbées proportionnellement aux masses en présence et que la masse totale du Soleil et des planètes est considérablement plus élevée que la masse totale estimée des poussières dans le système solaire :

Masse du Soleil	:	$1{,}97 \cdot 10^{30}$ kg
Masse totale des planètes (Pluton non comprise)	:	$2{,}64 \cdot 10^{27}$ kg
Masse estimée des poussières *	:	10^{22} kg.

A propos des objets irradiés de dimensions plus importantes, si l'on ne néglige plus l'absorption des particules primaires, il convient de faire figurer dans l'intégrale de la formule (1), un terme exprimant cette absorption. Nous ne pouvons alors poursuivre que dans le cas d'approximations simplificatrices.

L'intégration de la formule (1) complétée est possible pour le centre du corps sphérique, en tenant compte à la fois de l'absorption des particules primaires et secondaires :

$$Q_s = \int_0^a \Phi_p \mu_p n e^{-\mu_s r} e^{-\mu_p (a - r)} \frac{4 \pi r^2}{4 \pi r^2} dr \qquad (11)$$

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n \frac{e^{-\mu_p a} - e^{-\mu_s a}}{\mu_s - \mu_p} \qquad (12)$$

Dans le cas où $\mu_s \# \mu_p$, l'intégration conduit alors à :

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n a e^{-\mu_p a} \qquad (13)$$

Dans le cas où l'on assimilerait à l'absorption des particules primaires au point considéré M, celle observée dans les différents points P de son environnement, on pourrait écrire une formule de répartition des particules secondaires, de la forme :

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n a I e^{-\mu_p (a - d)} \qquad (14)$$

Excepté pour les météorites, les irradiations isotropes de corps sphériques ou équivalents représentent des cas très particuliers qu'il n'est pas possible de reproduire artificiellement. Nous avons donc étendu nos investigations au cas de l'irradiation parallèle de cibles épaisses, qu'il est aisé de réaliser dans les accélérateurs de particules (deuxième partie, chapitre V). Ce cas représente en plus, approximativement, l'irradiation cosmique des sols des planètes (introduction et troisième partie, chapitre III).

La répartition en profondeur des particules secondaires dans une cible épaisse irradiée par un flux parallèle, peut être analysée au moyen de la formule (1), en tenant compte, en outre, de l'atténuation du flux de particules primaires. Nous supposons toujours cette atténuation exponentielle, et nous n'en tenons compte que sur la formule déjà intégrée du flux des particules secondaires. Nous obtenons :

$$\Phi_s = \Phi_p \mu_p n \frac{1}{\mu_s} \left[1 - \frac{1}{2} e^{-\mu_s h} - \frac{\mu_s h}{2} \mathrm{Ei}(-\mu_s h) \right] e^{-\mu_p h} \qquad (15)$$

---

* La masse estimée des poussières dans le système solaire a été calculée en se fondant sur une valeur de densité de poussières égale à 10^{-17} kg . m^{-3} (Dauvillier, 1963) et sur un volume égal à celui d'une sphère comprenant les orbites des planètes les plus éloignées (rayon moyen de l'orbite de Pluton : $5{,}9 \cdot 10^{12}$ m.).

La figure 31 présente les fonctions :

$$z = 1 - \frac{1}{2} e^{-x} - \frac{1}{2} x \, Ei\ (-x) \qquad (16)$$

et

$$y = \left[1 - \frac{1}{2} e^{-x} - \frac{1}{2} x \, Ei\ (-x) \right] e^{-x} = z\, e^{-x} \qquad (17)$$

La fonction z représente les variations relatives en fonction de la profondeur réduite $x = \mu_s h$, de l'activité des produits de spallation engendrés par les particules secondaires, lorsque l'on néglige l'atténuation des particules primaires. La fonction $\frac{v}{\overline{le}}$ représente, de même, les variations relatives de l'activité, en supposant les protons primaires atténués avec le même coefficient d'absorption μ_s.

La fonction Φ_s est une fonction capable de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus lors de l'irradiation de cibles épaisses par des protons rapides (fig 32). Cependant, elle nous a paru présenter deux défauts importants :

1. La présence du terme $-x\,Ei\,(-x)$ rend cette formule difficilement utilisable lorsque l'on cherche à évaluer les paramètres à partir des résultats expérimentaux.

2. L'activité observable au maximum est inférieure au double de l'activité sur la face d'entrée. Ceci est en accord avec les hypothèses de base qui supposaient l'isotropie des émissions de particules secondaires. Cependant, la majorité des particules secondaires considérées ici, est émise vers l'avant dans un cône de 30° d'ouverture (Stauch, 1962); c'est pourquoi nous suggérons l'adoption de la forme suivante pour la fonction :

$$\Phi_s = \Phi_p \frac{\mu_p}{\mu_s} n \left[1 - k\, e^{-\mu_s h} \right] e^{-\mu_p h} \qquad (18)$$

Le terme en $\frac{\mu_s h}{2}$ $Ei\ (-\mu_s h)$ a été négligé à juste titre : l'introduction du coefficient k doit permettre de rendre compte de l'isotropie importante vers l'avant du flux de particules secondaires émises :

$$\frac{1}{2} \leqslant k \leqslant 1 \qquad (19)$$

A titre d'essai, nous utiliserons la valeur $k = 1$. Cette valeur implique, par suite de l'isotropie maximale des émissions vers l'avant, que l'activité observée sur la face d'entrée n'est due qu'aux particules primaires, et non aux particules secondaires.

Nous pouvons, à présent, envisager l'addition des effets dus aux particules primaires et secondaires dans une cible épaisse. Le taux de spallations provoquées par les particules primaires est :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi} = N \Phi_p\, e^{-\mu_p h}\, \sigma_{pi} \qquad (20)$$

Le taux de spallations provoquées par les particules secondaires est, d'après la formule :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{si} = N \Phi_p \frac{\mu_p}{\mu_s} n \left[1 - k\, e^{-\mu_s h} \right] e^{-\mu_p h}\, \sigma_{si} \qquad (21)$$

Le taux total de spallations est alors :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi+si} = N \Phi_p \left\{ \sigma_{pi} + \frac{\mu_p}{\mu_s} n\, \sigma_{si} \left[1 - k\, e^{-\mu_s h} \right] \right\} e^{-\mu_p h} \qquad (22)$$

Soit :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi+si} = N \Phi_p \left\{ G - K\, e^{-\mu_s h} \right\} e^{-\mu_p h} \qquad (23)$$

en définissant les quantités G et K, homogènes à des sections efficaces :

$$G = \sigma_{pi} + \frac{\mu_p}{\mu_s} n\, \sigma_{si} \qquad (24)$$

$$K = k \frac{\mu_p}{\mu_s} n\, \sigma_{si} \qquad (25)$$

d'où

$$\sigma = \left[G - K\, e^{-\mu_s h} \right] e^{-\mu_p h} \qquad (26)$$

Les paramètres qui figurent dans les équations précédentes peuvent être évalués à partir des résultats d'irradiations expérimentales. Nous effectuerons cette détermination pour six nuclides produits par la spallation du fer bombardé par des protons de 3 GeV. Nous utilisons ici les mesures d'activités publiées par Shedlovsky et Rayudu (1964).

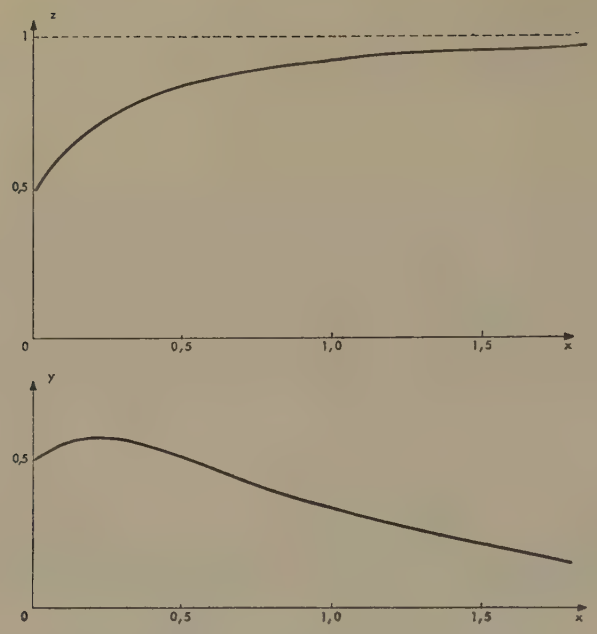

FIG. 31. — *Variations des fonctions* $z = 1 - \frac{1}{2}e^{-x} - \frac{1}{2}x\,Ei(-x)$ et $y = \left[1 - \frac{1}{2}e^{-x} - \frac{1}{2}x\,Ei(-x)\right]e^{-x}$

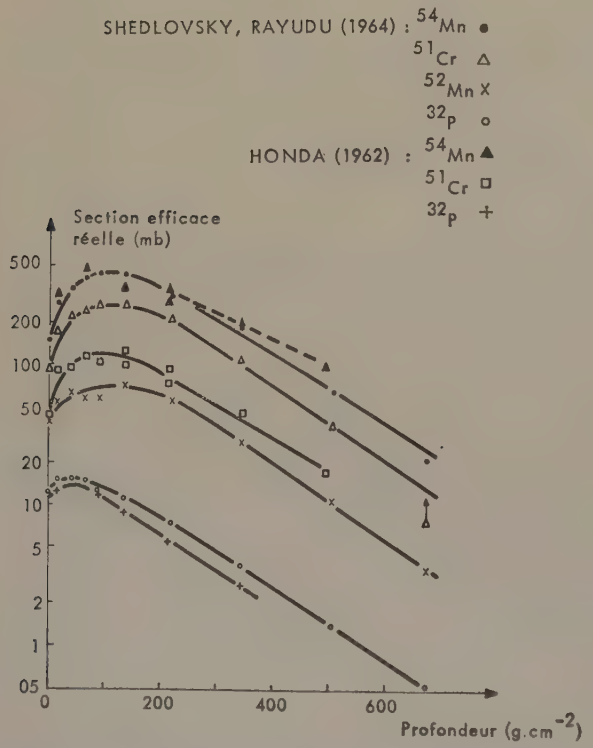

FIG. 32. — *Sections efficaces réelles en fonction de la profondeur, dans une cible de fer bombardée par des protons de 3 GeV (zone de 15 cm de rayon, centrée sur l'axe du faisceau)* (d'après Shedlovsky, Rayudu, 1964 ; Honda, 1962).

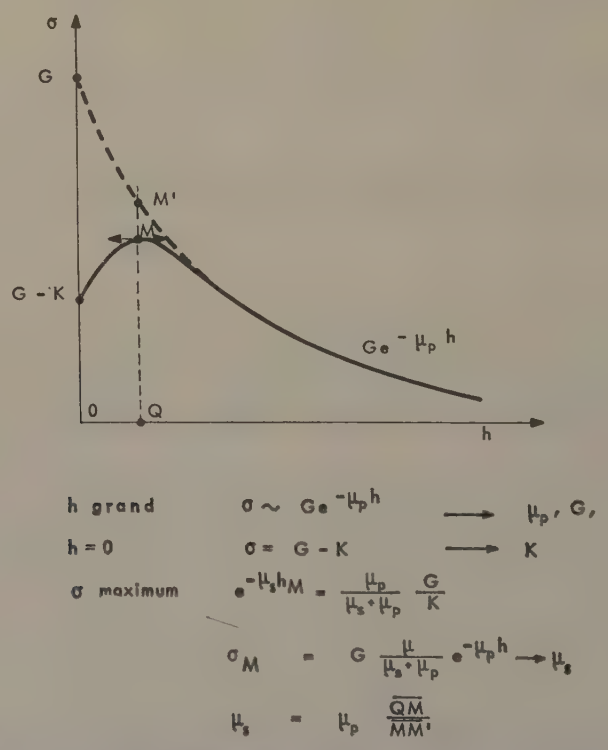

FIG. 33. — *Détermination des paramètres à partir des résultats d'irradiations de cibles épaisses.*

La figure 33 indique les étapes de la détermination des paramètres à partir des courbes d'activités observées en fonction de la profondeur dans la cible irradiée. Cette détermination peut être graphique, en utilisant une représentation semi-logarithmique Log $\sigma = f$ (h) pour l'obtention des coefficients μ_p et G. Elle peut être numérique en appliquant, en premier lieu, la méthode des moindres carrés pour les points correspondant aux grandes valeurs de h (détermination de μ_p et G). Les autres paramètres sont obtenus à partir des valeurs de G — K (activité sur la face d'entrée) et de l'abscisse et de l'ordonnée du maximum.

Le tableau XLV présente les valeurs obtenues à partir des résultats des irradiations faites par Shedlovsky et Rayudu (1964) sur des cibles de fer (protons de 3 GeV).

Tableau XLV

Les paramètres des formules (24) (25) et (26) relatives à l'irradiation d'une cible épaisse de fer par des protons de 3 GeV (calcul d'après les résultats des mesures de Shedlovsky et Rayudu, 1965)

Produits de spallation	^{7}Be	^{32}P	^{48}V	^{51}Cr	^{52}Mn	^{54}Mn
μ_p (cm^2 g^{-1})	0,0077	0,0062	0,0057	0,0071	0,0062	0,0071
μ_s (cm^2 g^{-1})	0,0143	0,0096	0,0077	0,0076	0,0097	0,0082
G (mb)	20	33	300	1 200	280	2 100
K (mb)	7	21	259	1 115	246	1 980
$\sigma_p = G—K$ (mb)	13	12	41	85	34	120
$n\sigma_{si} = K\,\mu_s/\mu_p$ (mb)	13	32,5	350	1 190	384	2 280
$\frac{n\sigma_{si}}{\sigma_{pi}}$	1	2,7	8,5	14	11,3	19

Ce tableau nous conduit à plusieurs remarques :

1. Le coefficient d'absorption μ_s des particules secondaires est toujours supérieur au coefficient μ_p des protons primaires. Ceci s'explique par la plus faible énergie associée aux particules secondaires, et la légère décroissance, entre 100 MeV et quelques GeV, des sections efficaces d'interaction.

2. En supposant les sections efficaces σ_{pi} et σ_{si} de spallation par les particules primaires et secondaires suffisamment voisines, le rapport $\frac{n\,\sigma_{si}}{\sigma_{pi}}$ est sensiblement égal au coefficient de multiplication des particules produisant la spallation vers le nuclide considéré. Ce coefficient représente, pour une particule incidente, le nombre de particules secondaires dotées d'une énergie supérieure au seuil de la réaction de spallation. Il décroît assez régulièrement lorsque la différence de masse ΔA entre le fer et le nuclide produit croît. Ceci est à rapprocher de la relation de Rudstam (1956) entre les sections efficaces de spallation et les différences de masse ΔA.

Nous nous intéressons à présent aux taux de spallations au centre d'un corps sphérique irradié. L'activité produite au centre par les particules secondaires est :

$$\left(\frac{dN}{di}\right)_{si} = N\,\Phi_s\,\sigma_{si} = N\,\Phi_p\,\mu_p\,n\,a\,e^{-\mu_p a}\,\sigma_{si} \qquad (27)$$

Le taux de production dû aux protons primaires est :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi} = N\ \Phi_p\ e^{-\mu_p a}\ \sigma_{pi} \tag{28}$$

d'où :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{pi+si} = N\ \Phi_p \left[\ \sigma_{pi} + n\ \mu_p a\ \sigma_{si}\ \right] e^{-\mu_p a} \tag{29}$$

$$\sigma = \left[\ \sigma_{pi} + n\ \mu_p a\ \sigma_{si}\ \right] e^{-\mu_p a} \tag{30}$$

Cette formule nous permet de prévoir les variations au centre des sphères irradiées, à partir des paramètres déterminés d'après les résultats des cibles épaisses irradiées. Les figures 34A et 34B représentent les

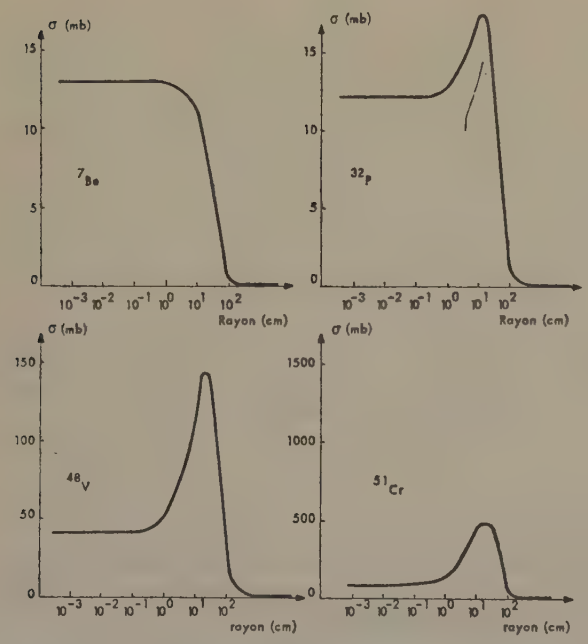

FIG. 34A. — *Influence de la dimension de sphères de fer irradiées par des protons de 3 GeV sur la section efficace apparente de spallation au centre.*

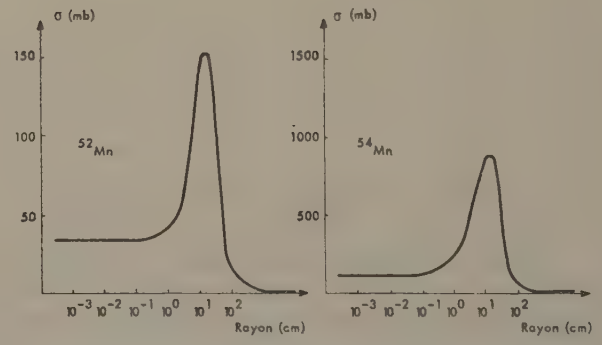

FIG. 34B. — *Influence de la dimension de sphères de fer irradiées par des protons de 3 GeV sur la section efficace apparente de spallation au centre.*

variations des sections efficaces apparentes au centre de sphères de fer irradiées en fonction de leur rayon. Il ne s'agit donc pas de variations de la section efficace moyenne. Cependant, nous avons vu que pour une sphère de rayon sensiblement inférieur à la longueur d'absorption des protons primaires, la valeur moyenne du flux de particules secondaires est égale aux sept dixièmes de la valeur au centre. De façon très approximative, cette règle permet d'étendre aux sections efficaces moyennes (effets des particules primaires et secondaires additionnés), les résultats présentés dans les courbes des figures 34A et 34B pour des rayons inférieurs à une trentaine de centimètres.

Pour des dimensions plus importantes, l'activité moyenne n'est plus une grandeur accessible par une mesure globale. En effet, les inhomogénéités d'activités y sont importantes, et les résultats relatifs aux cibles épaisses pourront être appliqués directement aux études de répartition d'activités, à l'intérieur de météorites de dimensions importantes par exemple.

BIBLIOGRAPHIE

ADAMS J.A.S., FRYER G.E. (1964). — Portable gamma-ray spectrometer for field determination of thorium, uranium and potassium. The natural radiation environment. Rice University, University of Chicago Press.

ARNOLD J.R., HONDA M., LAL D. (1961). — Record of cosmic-ray intensity in the meteorites. J. Geophys. Res. **66**, 3519-3531.

BAILLARD N., MABUCHI H., NORDEMANN D., PELLAS P., TOBAILEM J. (1966). — Travail en cours.

BALDWIN R.B. (1963 . — The measure of the moon. University of Chicago Press.

BALDWIN R.B. (1964-. — The moon. Annual Rev. of Astronomy and Astrophysics, **2**, 73-93.

BARBIER M. (1964). — Radioactivity induced in materials by high energy particles. CERN 64-9. Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (Genève).

BERBEZIER J., BLANGY B., GUITTON J., LALLEMANT C. (1958). — Methods of car-borne and air-borne prospecting. The technique of radiation prospecting by energy discrimination. Second Un. Nat. Int. Conf. on Peac. Uses of At. Energ. **2**, P/1249, 799-814.

BIRCH F. (1958). — Differentiation of the mantle. Bull. Geol. Soc. Amer. **69**, 4, 483-485.

BOLTNEVA L.I., VASILENKO V.N., DMITRIEV A.V., IONOV V.A., KOGAN R.M., KUZNETSOVA Z.V., NARAZOV I.M, YAGODOVSKII I.V. (1964). — An experiment for studying the radioactivity of granitoid intrusions by air-borne gamma spectrometry. Bulletin (Izvestiya), Acad. of Sciences, U.S.S.R., Geophys. series, **6**, 858-871 (English transl., : 520-527).

BRUNINX E. (1961, 1962, 1964). — High energy nuclear reaction cross-sections. CERN 61-1 ; CERN 62-9 ; CERN 64-17, Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (Genève).

CHAPMAN D.R. (1964). — On the unity and origin of the Australasian tektites. Geochim. et Cosmochim. Acta, **28**, 6, 841-880.

CHEMINÉE J.L. (1963). — Contribution à la géochimie et à la géodynamique des éléments radioactifs (U, Ra, Th, K) des laves dans les séries volcaniques de l'Auvergne, du Velay et des Iles Lipari. Thèse (Paris).

CHEMINÉE J.L., NORDEMANN D. (1963). — Dosage du potassium, de l'uranium, du radium et du thorium, par spectrométrie gamma dans les laves d'Auvergne, du Velay et de la province sicilienne. Bull. Soc. Géol. France, **7**, *5*, 218-231.

CHESSELET R. (1966). — Etude de la radioactivité artificielle du milieu marin par spectrométrie gamma. Thèse (Paris).

CHESSELET R., DUSSART B., NORDEMANN D. (1963). — Détermination par détection nucléaire des coefficients de diffusion et des courants dans les eaux naturelles ; évolution de la surface de collection d'un grand lac alpin pour les retombées radioactives. Radioisotopes in hydrology, I.A.E.A. (Tokyo), 63-75.

CHESSELET R., GRJEBINE T., LAMBERT G., NORDEMANN D. (1961). — Identification directe des nuclides radioactifs dans l'eau de mer par spectrographie gamma. Océanographie Géologique et Géophysique de la Méditerranée Occidentale, C.N.R.S. (Villefranche-sur-Mer).

CHESSELET R., NORDEMANN D. (1962). — Spectrométrie gamma "in situ" de l'eau de mer et de boues alluvionnaires de la Manche. Bull. Inf. Sci. Tech. **64**, 37-45.

CHESSELET R., NORDEMANN D., LALOU C. (1964). — Etude comparative des taux de retombées radioactives marines et continentales. C.R. Acad. Sci. Paris, **260**, 2875-2878.

COBB J., DAVIS R., SCHAEFFER O.A., STOENNER R.W., THOMPSON S. (1963-1964). — Cosmogenic products in the Bogou meteorite. Trans. Amer. Geophys. Union **44**, (1), 89. Preprint (1964).

COPPENS R. (1957). — La radioactivité des roches. Presses Universitaires de France (Paris).

COULOMB R., GOLDSTEIN M. (1961). — Utilisation d'un spectromètre gamma à cent canaux dans quelques problèmes de géologie nucléaire. Rapport C.E.A. 1708.

CRAIG H. (1964). — Petrological and compositional relationships in meteorites. Isotopic and cosmic chemistry. North Holland Pub. Co (Amsterdam), 401-451.

DAUVILLIER A. (1963). — Les hypothèses cosmogoniques. Masson et Cie (Paris).

DAVIS R., SCHAEFFER O.A. (1955). — Chlorine-36 in nature. Brookhaven National Laboratory (Upton, N.Y.).

EBERHARDT P., GEISS J., LUTZ H. (1963). — Neutrons in meteorites. Earth Science and Meteoritics, North-Holland Pub. (Amsterdam) 143-168.

FOLEY K.J., CLEGG A.B., SALMON G.L. (1962). — Gamma radiation from the medium energy proton bombardment of sodium, magnesium, aluminium, silicon, phosphorus and sulphur. Nuclear Physics, **37**, 23-44.

FOLEY K.J., SALMON G.L., CLEGG A.B. (1962). — Gamma-radiation from the bombardment of ^{16}O and ^{19}F nuclei with 150 MeV protons. Nuclear Physics, **31**, 43-52.

GAST P.W. (1960). — Limitations on the composition of the upper mantle. J. Geophys. Res. **68**, 4, 1287-1297.

GEISS J., ŒSCHGER H., SCHWARZ U. (1962). — The history of cosmic radiation as revealed by isotopic changes in the meteorites and on the earth. Space Science Reviews, **1**, 197-223.

GERHART J.B., CARLSON B.C., SHERR R. (1964). — Annihilation of positrons in flight. Phys. Rev. **94**, 917-927.

GOLDSCHMIDT V.M. (1958). — Geochemistry. Clarendon Press (Oxford).

GOLDSTEIN H., WILKINS J.E. (1954). — Calculation of the penetration of gamma ray. N.Y.O.-3075 (U.S. A.E.C., New York).

GREEN J. (1962). — The geosciences applied to lunar exploration. The Moon, Symposium n° 14 of The International astronomical Union, Academic Press (London), 169-257.

GRJEBINE T. (1965). — Les poussières cosmiques. Sciences, **35**, 45-55.

HANSON R.J., MARKER D. (1964). — Soft gamma background radiation at the Earth's surface and at aircraft altitudes. Il Nuovo Cimento, **32**, 4, 793-815.

HAYAKAWA S. (1962). — Albedo radiation from the Moon and the Planets. Space Research III (Washington), 984-988.

HONDA M. (1962). — Spallation products distributed in a thick iron target bombarded by 3 BeV protons. J. Geophys. Res. **67**, 4857-4858.

HONDA M., ARNOLD J.R. (1961). — Radioactive species produced by cosmic rays in the Aroos iron meteorite. Geochim. et Cosmoschim. Acta, **23**, 219-232.

HONDA M., ARNOLD J.R. (1964). — Effects of cosmic rays on meteorites. Science, **143**, 203-212.

HONDA M., LAL D. (1960). — Some cross sections for the production of radionuclides in the bombardment of C, N, O and Fe by medium energy protons. Phys. Rev. **118**, 6, 1618-1625.

HONDA M., LAL D. (1964). — Spallation cross sections for long-lived radionuclides in iron and light nuclei. Nucl. Phys. **51**, 363-368.

HOPPER V.D. (1964). — Cosmic radiation and high energy interactions. Academic Press (London).

HUANG W.T. (1962). — Petrology, Mac Graw Hill (New York).

HUTCHINSON G.E. (1957). — A treatise on limnology. John Willey and Sons (New York).

JÉRÉMINE E., ORCEL J., SANDRÉA A., BAHEZRE J. (1964). — La météorite de Dosso (République du Niger). Geochim. et Cosmochim. Acta, **28**, 1119-1124.

JULLIOT C., LANSIART A., NORDEMANN D. (1958). — Détection des fuites d'eau lourde d'un réacteur dans l'eau légère de ses échangeurs. Colloque International sur l'Electronique Nucléaire. Société Française des Radio-électriciens (Paris) 435-440.

KOPAL Z., MIKHAILOV Z.K. (1962). — The Moon. Symposium n° 14 of the International Astronomical Union (December 1960), Academic Press (London).

KUIPER G.P. (1960). — The Moon, meteorites and comets. The Solar System (5 vol.). University of Chicago Press.

KUIPER G.P. (1965). — Lunar results from Rangers 7 to 9. Sky and Telescope, 293-308.

LABEYRIE J. (1965). — Cours de géophysique externe (Certificat de géophysique, Faculté des Sciences, Paris).

MABUCHI H., BAILLARD N. (1965). — Communication personnelle.

MABUCHI H., NORDEMANN D., PELLAS P., SCHINEIZER M., TOBAILEM J. (1966). — Travail en cours.

MACDONALD G.J.F. (1959). — Calculations on the thermal history of the Earth. J. Geophys. Res. **64**, 11, 1967-2000.

MAIENSCHEIN F.C., BLOSSER T.V., BRASHEAR H.R., BURRUS W.R., GLASS F.M., GIBSON W.A., HILL N.W., JOHNSON C.F., LOVE T.A., MACKAY V.A., PEELLE R.W., SANTORO R.T., SCROGGS R.J., SLISKI T.F., STRIPLING H.J., ZOBEL W. (1962). — Experimental techniques for the measurement of nuclear secondaries from the interactions of protons of a few hundred MeV. Protection against radiation hazards in Space (Gatlinburg). T.I.D. 7652-2, 523-594.

MOORE P. (1963). — Survey of the Moon. Eyre and Spottiswoode (London).

NORDEMANN D., DAVID B. (1966). — Travail en cours.

NORDEMANN D., PELLAS P., SCHINEIZER M., TOBAILEM J. (1966). — Travail en cours.

NORDEMANN D., SCHINEIZER M., TOBAILEM J. (1966). — Travail en cours.

NORDEMANN D., TOBAILEM J. (1964). — Mesure de la radioactivité induite par le rayonnement cosmique dans la météorite Bogou. C.R. Acad. Sci. Paris, **259**, 3581-3583.

NORDEMANN D., TOBAILEM J., SCHINEIZER M. (1965). — La radioactivité de la météorite Granès (chute du 13 novembre 1964) mesurée par spectrométrie gamma. C.R. Acad. Sci. Paris **260**, 6664-6666.

Nuclear Date Sheets (1962). — National Academy of Sciences, National Research Council (Washington).

O'KEEFE J.A., ADAMS E.W. (1965). — Tektite structure and lunar ash flows. J. Geophys. Res. **70**, 16, 3819-3829.

O'KEEFE J.A., CAMERON W.S. (1962). — Evidence from the Moon's surface features for the production of lunar granites. Icarus, **1**, 271-285.

ORCEL J. (1965). — Structure et constitution des météorites. Annuaire du Bureau des Longitudes (Paris) B 1-38.

PETERS B. (1958). — Cosmic rays. Handbook of Physics, Mac Graw Hill (New York).

PETTENGILL G. (1964). — Lunar radar reflexions. Advanced Study Institute on Solar System radio-astronomy, N.A.T.O. (Cape Sounion, Greece).

PICCIOTO E. (1960). — Geochimie des éléments radioactifs dans l'océan et chronologie des sédiments océaniques. Ciel et Terre, **3-4**, 3-24.

RANKAMA K. (1954). — Isotope geology. Pergamon Press (London).

RANKAMA K. (1963). — Progress in isotope geology. Interscience (New York).

RAYADU G.V.S. (1965). — Formation cross sections of various radionuclides from Ni, Fe, Si, Mg, O and C for protons of energy between 0.5 and 2.9 GeV. Canadian J. of Chemistry (In the press).

RINGWOOD A.E. (1962). — Present status of the chondritic Earth model. Researches on Meteorites, J. Wiley and Sons (New York).

ROCCHIA R. (1965). — Rayonnement gamma dans l'espace et dans l'atmosphère. Thèse (Paris).

ROCCHIA R., LABEYRIE J., DUCROS G., BOCLET D. (1965). — Gamma-ray generation in the high atmosphere. Ninth Int. Conf. on Cosmic Rays (London).

ROUBAULT M. (1958). — Géologie de l'uranium. Masson et Cie (Paris).

RUDSTAM G. (1956). — Spallation of medium weight elements. Thesis (Uppsala).

RUDSTAM G., STEVENSON P.C., FOLGER R.L. (1952). — Nuclear reactions of iron with 340 MeV protons. Phys. Rev. **87**, 2, 358-365.

SCHAEFFER O.A., HEYMANN D. (1964). — Comparison of Cl^{36}-Ar^{36} and Ar^{39}-Ar^{38} cosmic ray exposure age of dated fall iron meteorites. B.N.L. 8256.

SHEDLOVSKY J.P., RAYUDU G.V.S. (1964). — Radionuclide production in thick targets bombarded with 1 and 3 GeV protons. J. Geophys. Res. **69**, 11, 2231-2242.

SIEGBAHN K. (1955). — Beta- and gamma-ray spectroscopy. North Holland Pub. Co. (Amsterdam).

SIEGBAHN K. (1965). — Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy. Vol. I, II. North Holland Pub. Co. (Amsterdam).

STAUCH K. (1962). — Measurement of secondary spectra from high-energy nuclear reactions. Protection against radiation hazards in space, U.S.A.E.C., T.I.D. 7652-2, 409-432.

STAUFFER H., HONDA M. (1961). — Cosmic-ray-produced V^{50} and K^{40} in the iron meteorite Aroos. J. Geophys. Res. **66**, 3584-3586.

STROMINGER D., HOLLANDER J.M., SEABORG G.T. (1958). — Table of isotopes. Rev. Mod. Phys., **30**, 2, 2, 585-904.

TOBAILEM J., NORDEMANN D. (1964). — Radioactivité induite par le rayonnement cosmique dans la météorite Bogou. Geochim et Cosmochim. Acta, **29**, 1317-1330.

TOBAILEM J., SCHINEIZER M., NORDEMANN D. (1966). — Travail en cours.

UREY H.C. (1964). — A review of atomic abundances in chondrites and the origin of meteorites. Rev. Geophysics, **2**, 1, 1-34.

UREY H.C. (1965). — Meteorites and the Moon. Science, **147**, 3663, 1262-1265.

WASSON J.T. (1963). — Radioactivity in interplanetary dust. Icarus, **2**, 54-87.

WEAVER H. (1964). — The interpretation of thermal emission from the Moon. Advanced Study Institute on Solar System radio-astronomy, N.A.T.O. (Cape Sounion, Greece).

ZAHRINGER J. (1962). — Potassium-argon measurements of tektites, Symposium on Radioactive Dating, I.A.E.A. (Athens), 289-305.

ZAHRINGER J. (1966). — Les météorites agissant comme sondes spatiales. Séminaire de l'Institut de Physique du Globe (Paris).

Manuscrit reçu le 21 Avril 1966

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

" Applications de la thermoluminescence en géophysique nucléaire. "

Vu et approuvé :

Paris, le 2 Mai 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie

de Paris,

Jean ROCHE

Sonovision - Imprimerie
104, rue Castagnary, Paris XV•
Dépôt légal n° 165 - 1966